ELEKTRONEN-RÖHREN

VON

H. BARKHAUSEN

2. BAND

VERSTÄRKER

VIERTE AUFLAGE

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Lehrbuch der Elektronen-Röhren

und ihrer technischen Anwendungen

Von

DR. H. BARKHAUSEN

ordentl. Professor und Direktor des Instituts für Schwachstromtechnik
an der Technischen Hochschule Dresden

2. Band: Verstärker

Vierte, vollständig umgearbeitete Auflage

Mit 127 Abbildungen

VERLAG S. HIRZEL / LEIPZIG 1933

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER
ÜBERSETZUNG IN FREMDE SPRACHEN,
VORBEHALTEN · COPYRIGHT BY S. HIRZEL
AT LEIPZIG 1928 · PRINTED IN GERMANY

Vorwort zur vierten Auflage.

Daß die gewaltige Weiterentwicklung der Technik der Elektronenröhren eine völlige Umarbeitung und eine neue Einteilung der Bände erforderlich machte, wurde schon im Vorwort zur vierten Auflage von Band I ausgeführt. Der vorliegende Band II umfaßt jetzt einheitlich das gesamte Gebiet der Verstärker und zwar von den kleinsten, ohne Verstärkung überhaupt auf keine Weise nachweisbaren Leistungen bis zu den größten Leistungen von mehreren 100 Kilowatt, wie sie z. B. für Rundfunksender gebraucht werden. Es handelt sich im Grunde genommen in allen Fällen um die Anwendung der gleichen physikalischen Gesetze, die sich nur technisch je nach dem Anwendungsgebiet wesentlich anders auswirken. Wegen der Fülle der neuen technischen Bedürfnisse ließ sich selbst bei Beschränkung auf das Wichtigste eine erhebliche Vergrößerung des Umfangs nicht vermeiden. Ganz neu ist der Abschnitt „*Kraftverstärker*" und die darin behandelte Frage der *Verzerrungsfreiheit*, die für den Betrieb von Lautsprechern von so großer Bedeutung geworden ist. Durch die scharfe Trennung in Vorverstärker, Kraftverstärker und Senderverstärker glaube ich manche Mißverständnisse beseitigt zu haben, die durch gewisse Rechnungen entstanden sind, bei denen die Verfasser den jeweils verschiedenen technischen Zweck des Verstärkers nicht genügend klar hervorgehoben haben.

Bei der Theorie der Schaltungen mußte dem *Frequenzgang* der Verstärkung besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Auch hierfür waren wieder rein technische Erfordernisse bestimmend. Beim *Tonfrequenzverstärker* soll im allgemeinen ein möglichst großer Frequenzbereich gleichmäßig verstärkt werden, während beim *Hochfrequenzverstärker* umgekehrt eine möglichst

scharfe und enge Frequenzauswahl gefordert wird. Der besonders bei höherer Spannungsverstärkung immer störender wirkende Einfluß der Gitter-Anodenkapazität wird statt durch die *Neutrodyn-Schaltung* immer mehr durch Verwendung von *Schirmgitterröhren* vermieden, die wieder infolge ihres hohen Innenwiderstandes andere Schaltungsmaßnahmen erfordern. Die technisch so wichtigen *Netzanschlußgeräte* benötigen richtig bemessene Siebketten zum Aussieben störender Wechselströme und zur Vermeidung innerer Rückkopplungen. Auch sonst ist die Frage der *Störungen* und der *Rückkopplungen* bezüglich der verschiedenen in Betracht kommenden Arten, deren Größe und der Möglichkeit ihrer Beseitigung neu aufgenommen. — Ein zahlenmäßig vollständig durchgerechnetes Beispiel eines 3-Röhren-Tonfrequenzverstärkers, ein Zweidraht-Verstärker für Fernsprech-Fernleitungen, ein Gleichstrom-Verstärker und ein Rundfunkgroßsender sowie die Verwendung der Röhre als Elektrometer sollen eine Vorstellung von der vielgestaltigen praktischen Verwendbarkeit der Elektronenröhre als Verstärker geben.

Das Inhaltsverzeichnis ist so ausführlich gehalten, daß man daraus leicht erkennen kann, an welcher Stelle eine bestimmte Frage behandelt ist. Ein Stichwortverzeichnis für alle 3 Bände zusammen soll am Schluß von Band III angefügt werden.

Herrn Privatdozent Dr. Martin Kluge danke ich für seine wertvolle Mitarbeit.

Dresden, Pfingsten 1933.

Barkhausen.

Inhalt.

II. Teil. Verstärker.

Seite

§ 1. Die verschiedenen Verstärkerprobleme 2

Vorverstärker, Kraftverstärker, Senderverstärker. — Tonfrequenz, Hochfrequenz. — Theorie der Röhren. — Theorie der Schaltungen.

A. Theorie der Röhren.

1. Vorverstärker (Verstärkungsgrad).

§ 2. Der Grundgedanke bei der Verstärkung 6

Überlagerung von Wechselstrom und Gleichstrom. Die Steuergleichung $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_g$ reicht nicht aus. $\mathfrak{J}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ sind auch zu berücksichtigen. $\mathfrak{J}_g = 0$ durch negative Gittervorspannung.

§ 3. Die Wechselstromverhältnisse auf der Anodenseite 9

$\mathfrak{U}_a$ bewirkt Anodenrückwirkung, schwächt $\mathfrak{J}_a$. Für die Kurzschlußstromstärke nur Steilheit S, für die Leerlaufspannung nur Durchgriff D maßgebend. Innerer Widerstand $R_i = 1/SD$ nur Rechengröße. Leerlauf- und Kurzschluß-Ersatzschaltung.

§ 4. Arbeitskennlinien. 13

Ihre Lage in dem Kennlinienfelde bei verschiedenen Wechselstromwiderständen. Einfluß des Gleichstromwiderstandes. „Widerstandskennlinie". Gefahr falscher Anwendung.

§ 5. Die Röhrengrößen S und D 18

Steilheit S möglichst groß, Durchgriff D möglichst klein. S/D = Güte der Röhre. Ihre Abhängigkeit von den Röhrenabmessungen. S auch vom Arbeitspunkt abhängig, dagegen D praktisch nicht. Zweierlei Funktionen von D.

Seite

§ 6. Die günstigsten Beziehungen zwischen den Gleichspannungen U_a und U_g, dem Durchgriff D und dem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ der äußeren Schaltung.

a) Gegeben D. Gesucht U_a und $-U_g$ 22

$-U_g$ möglichst klein, U_a möglichst groß, damit S groß. Gleichstromleistung wächst proportional S^2. Dadurch bald praktische Grenze. $U_a = 100$ bis 200 Volt.

b) Gegeben U_a und $-U_g$. Gesucht D für maximale Leistung, d. h. $\mathfrak{R}_a = R_i$ 23

Zwei sich widerstreitende Funktionen von D. Optimum von D hängt auch von $\mathfrak{R}_a$ ab. $\mathfrak{R}_a = R_i$ gleichbedeutend mit maximaler Leistung, d. h. S/D = Maximum. D_{opt} um so größer, je größer $-U_g$ und je kleiner U_a ist. Formeln für Raumladungsgesetz. Im unteren Bereiche nicht gültig. Graphische Lösung durch Steilheitskurve. Klirrfaktor und maximale Leistung. Tafel I.

c) Gegeben U_a und $-U_g$; ferner $\mathfrak{R}_a$ = konst. und $R_a = 0$. Gesucht D. 27

D_{opt} ungefähr so, daß $R_i = 1/SD = \mathfrak{R}_a$. Anpassung der Röhre an $\mathfrak{R}_a$. D_{opt} bei sehr großem $\mathfrak{R}_a$ größer, bei sehr kleinem $\mathfrak{R}_a$ kleiner als der Formel $R_i = \mathfrak{R}_a$ entspricht. Theoretische Grenze für die Steuerspannung $U_{st} = 0$, d. h. $D \geqq \frac{-U_g}{U_a}$. Klirrfaktor bleibt klein. Tafel II.

d) Gegeben $-U_g$ und E_a. Gesucht entweder $\mathfrak{R}_a = R_a$ für D = konst. oder D für $\mathfrak{R}_a = R_a$ = konst. . . . 30

Gleichspannung U_a um $J_a R_a$ kleiner als E_a. Dadurch R_i von R_a abhängig. Trotzdem Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ um so größer, je größer R_a. Arbeitspunkt rückt schließlich ins Anlaufstromgebiet. Dann braucht nur $J_a R_a$ groß gegen $E_T/D \approx 0{,}15/D$ Volt zu sein. D_{opt} etwas kleiner als unter c). Klirrfaktor begrenzt $\mathfrak{U}_{a\,max}$. Zahlenbeispiele für Widerstandsverstärker. 360fache Verstärkung. Tafel III.

§ 7. Mehrgitterröhren 36

Die beiden sich widerstreitenden Funktionen des Durchgriffs werden je einem Gitter zugewiesen. „Steuergitter" und „Verschiebungsgitter". Zwei verschiedene geometrische Anordnungen: „Raumladegitter" und „Schutznetz" oder „Schirmgitter". Letztere günstiger. Günstigster Durchgriff durchs Steuergitter etwa 30 %. Anoden-

Seite

durchgriff sehr klein. Stromverteilung ändert wirksamen Durchgriff. Störender Einfluß der Sekundärelektronen. Vermeidbar durch Bremsgitter (Penthode) oder durch $U_a > U_v + 20$ Volt. R_i sehr groß, daher maximale Spannungsverstärkung 1/D schwer zu erreichen. Bei kleinem $\mathfrak{R}_a$ hat Schirmgitter keinen Vorteil. — Verwendung als Widerstandsverstärker. Schirmgitterspannung muß klein sein. Graphische Lösung. Maximal mögliche Spannungsverstärkung $V = E_a/E_T$. Praktisch 450fach erreicht. Tafel IV.

§ 8. Zusammenfassung des Abschnitts „Vorverstärker" 47

2. Kraftverstärker (Verzerrungsfreiheit).

§ 9. Grenzen für die verzerrungsfreie Aussteuerung . 50

a) Gitterspannung. Verzerrungsfreiheit verlangt dauernd negative Gitter. Negative Vorspannung U_g muß entsprechend der Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ mit erhöht werden. Dadurch ergibt sich ein Optimum für $\mathfrak{U}_g$. Das Problem des Kraftverstärkers besteht darin, dies Optimum zu finden.

b) Anodenstrom. Absolute Grenze der Aussteuerung nach unten durch $i_a = 0$, bei älteren Röhren auch Grenze nach oben durch $i_a = J_s$. Praktisch schon vorher Grenze durch Verzerrungen infolge Krümmung der Kennlinie. Beispiel. „Vibrierende Sinuskurve" wird „moduliert".

§ 10. Die Anodenstrom-Verzerrungen bei konstantem Durchgriff 54

Das geometrische Problem. Geradlinige Kennlinie ergibt Verzerrungsfreiheit. Bei kleinen Aussteuerungen immer vorhanden. Einführung der Steuerspannung. Bei großem $\mathfrak{R}_a$ geringe Aussteuerung und geringe Verzerrung. Entwicklung nach Taylor. Zahlenbeispiel. Sinusförmige Steuerspannung. Unverzerrter und verzerrter Stromanteil. Anodenrückwirkung des letzteren. Kurzschlußverzerrung. Ersatzschaltung. Frequenzvervielfachung. Näherungsformeln.

§ 11. Klirrfaktor und Modulationsfaktor 61

Definition der Klirrfaktoren k_k, k und k_u. Näherungsformeln. Messung von k durch Brückenmethode, von k_k durch Gleichstromänderung. $k = 5\%$ zulässig. Kurz-

Seite

schluß-Klirrfaktor k_k größer zulässig, aber nicht unbegrenzt. Modulationsfaktor m und $m_k = \pm \frac{\Delta S}{S}$ besseres Maß. $m = \pm 20\%$ zulässig. $m_k = 4k_k$. Für $\Re_a = R_{iu}$ ist $m_k = \pm 40\%$ zulässig. Geometrische Bedeutung von m_k und k_k. Aus Kennlinie schlecht, aus Steilheitskurve gut zu entnehmen. Formeln für Raumladungskennlinie. „Stromaussteuerung" $j = \Im_a/J_a = 12k_k = 3m_k$. j im Raumladungsgebiet unabhängig vom Arbeitspunkt. Maximal zulässig $j = 0{,}6$ für $\Re_a = 0$, und $j = 1$ für $\Re_a \geqq 0{,}5\ R_i$. Anlaufstromkennlinie. Bei gleichem k_k dort j dreimal kleiner.

§ 12. Verzerrungen bei veränderlichem Durchgriff D . 69

$i_a = (f u_g, u_a)$. Neue Bezeichnungen und ihre Deutung. Entwicklung nach Taylor. Erste Näherung = unverzerrter Teil, zweite Näherung = verzerrter Teil. Grenzfälle. Kurzschlußverzerrung $k_k = \frac{1}{4}\frac{\Delta S}{S}$. Leerlaufverzerrung $k_l = \frac{1}{4}\frac{\Delta \mu}{\mu}$ $\left(\mu = \frac{1}{D}\right)$.

§ 13. Die günstigste Lage des Arbeitspunktes 74

Die „Kennlinie" im Bereich negativer Gitterspannung. 3 Regeln: 1) Je höher der Arbeitspunkt auf der Kennlinie, desto größer der Verstärkungsgrad; maßgebend für Vorverstärker. 2) Je tiefer der Arbeitspunkt, desto größer der Wirkungsgrad; maßgebend für Kraftverstärker. Graphische Konstruktionen. „Grenzwiderstand" $\Re_{gr}$. „Spannungsausnutzung" h und Stromaussteuerung j bestimmen den Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{2}jh$. Maximal $h = 1$ möglich, also bei $j = 1$: $\eta = 50\%$. 3) Maximale Leistungsabgabe verlangt $h = 0{,}4$, d. h. einen Arbeitspunkt unterhalb der Mitte der „Kennlinie". Dort wird für $j = 1$: $\eta = 20\%$. Tafel V.

§ 14. Folgerungen 85

a) Mindestanodengleichspannung und Mindestdurchgriff 85

Aus Regel 3 folgt, daß für jede verlangte Leistung bei gegebenem D eine Mindestspannung U_a und bei gegebenem U_a ein Mindestdurchgriff D erforderlich ist. Tafel VI.

Seite

b) Grenze durch die maximal zulässige Anodenbelastbarkeit 87

Erwärmung der Anode. Wärmeabgabe durch Strahlung. Bei gegebenem U_a folgt ein maximal zulässiges J_a und daraus ein höchstmöglicher Arbeitspunkt. Beispiele. Andere Darstellung im (i_a, u_a)-Kennlinienfeld.

§ 15. Mehrgitterröhren 91

„Restspannung" bei Eingitterröhren $U_r = U_g/D$, bei Zweigitterröhren $U_r \geqq U_g/D_{vg}$, bei Penthoden etwa $U_r \geqq 0{,}5\, U_g/D_{vg}$. Zulässige Stromaussteuerung j bei Mehrgitterröhren kleiner. Daher praktisch keine wesentlich größere Leistungsabgabe, wohl aber wesentlich höherer Verstärkungsgrad als bei Eingitterröhren.

§ 16. Gegentaktschaltung, Entzerrung 97

2 Röhren gleichstrommäßig parallel, wechselstrommäßig in Reihe geschaltet. Geradzahlige Glieder der Verzerrungen für jede Röhre heben sich auf. Summenkennlinie weitgehend geradlinig, daher ohne erhebliche Verzerrungen weit über den Nullpunkt einer Röhrenkennlinie aussteuerbar. Voraussetzung: Beide Röhren genau gleich, Arbeitspunkt nicht zu nahe dem Nullpunkt. Vorsicht bei Absinken der Betriebsspannung. Strom einer Röhre ist nahezu eine sinusförmige Halbwelle. Daher $j = \pi/2 = 1{,}57$. Bei kleiner Amplitude nimmt auch der Gleichstrom ab. Daher hoher Wirkungsgrad und geringe Anodenerwärmung auch bei kleiner Amplitude. Bei großen Leistungen Schaltung als Senderverstärker ohne negative Gittervorspannung notwendig. — Andere Möglichkeit der „Entzerrung" durch künstliche Verzerrung der Gitterwechselspannung. Bei Mehrfachverstärkern grundsätzlich vorhanden. Für große Stromaussteuerungen über den Nullpunkt aber nicht anwendbar.

§ 17. Zusammenfassung des Abschnitts „Kraftverstärker" 106

3. Senderverstärker (Wirkungsgrad).

§ 18. Das andersartige Problem 109

Leistungslose Steuerung durch negatives Gitter bei großen Leistungen (über etwa 1 kW) nicht aufrecht zu erhalten, da sonst Spannungsausnutzung h und Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{2} j h$ zu klein, Röhrenerwärmung zu groß. Leistungslose Steuerung, d. h. hoher Verstärkungsgrad oft auch

Seite

unwesentlich, besonders bei Selbststeuerung durch Rückkopplung. Vergleich mit Dynamomaschine. Hoher Wirkungsgrad verlangt hohe Stromaussteuerung j. Diese nur mit starken Verzerrungen zu erreichen. Letztere bei Hochfrequenzsendern nicht so störend. Entzerrungsmöglichkeiten. Gleichgültig, ob Arbeitspunkt durch Gittervorspannung U_g oder durch Verschiebungsspannung DU_a eingestellt wird. Daher Größe des Durchgriffs D unwesentlich. Der „innere Widerstand" $R_i = 1/SD$ verliert seinen Sinn.

§ 19. Der Leistungsumsatz 113

Starkstromtechnische Behandlung. Gleichstromleistung N_a umgewandelt in Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ und in Röhrenverluste Q_a. Abgabe von Wechselstromleistung erfordert entgegengesetzte Phasen der Strom- und Spannungsschwankungen, d. h. großen Strom im Augenblick kleiner Spannung an der Röhre. (Fallende Kennlinie.) Das Ziel ist, bei gegebenem N_a einerseits $\mathfrak{N}_a$ möglichst groß, anderseits Q_a möglichst klein zu machen. Großes $\mathfrak{N}_a$ erfordert möglichst große Strom- und Spannungsschwankungen. Kleines Q_a erfordert möglichst kleine Röhrenspannung u_a im Augenblick großen Stromdurchgangs i_a und möglichst kleinen Strom i_a im Augenblick hoher Anodenspannung u_a. Das Ideal ist ein „Unterbrecher", bei dem $Q_a = u_a i_a$ dauernd null, also N_a mit 100% Wirkungsgrad in $\mathfrak{N}_a$ umgesetzt wird. In $\mathfrak{N}_a$ steckt auch die Leistung der Oberschwingungen.

§ 20. Die größtmöglichen Stromschwankungen 117

Strom nicht kleiner als null, nicht größer als J_s. J_s meist durch Anodenerwärmung begrenzt. Großes J_s erfordert große Heizleistung. Verzerrte Stromkurve nach Fourier zu zerlegen. Beispiele. Praktisch wichtig Gleichstrom J_a und Grundschwingung $\mathfrak{J}_{a_1}$. $j = \mathfrak{J}_{a_1}/J_a$ stets kleiner als 2, um so größer, aus je kürzeren Impulsen der Strom besteht. Dann aber starke Oberschwingungen, ferner hohe Steuerwechselspannung erforderlich.

§ 21. Die größtmöglichen Spannungsschwankungen. Überspannter Zustand 126

Spannungsschwankungen $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$. Schwingungskreis als $\mathfrak{R}_a$ besitzt nur für die Resonanzfrequenz = Grund-

schwingung einen großen Widerstand, Oberschwingungen praktisch kurzgeschlossen. Daher $\mathfrak{U}_a$ sinusförmig auch bei verzerrter Stromkurve. $\mathfrak{U}_a$ kann durch Wahl von $\mathfrak{R}_a$ beliebig groß gemacht werden. Im Gegensatz zum Vor- und Kraftverstärker spielt beim Senderverstärker die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ keine Rolle. Keine Beziehung zwischen $\mathfrak{R}_a$ und R_i! Grenze für $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{U}_a$ gegeben durch „überspannten Zustand", falls Anodenspannung zeitweise kleiner als Gitterspannung, d. h. falls $\mathfrak{U}_a > U_a - u_{gmax}$ wird. Dann wechselt Strom zeitweise von Anode zum Gitter hinüber. Anwachsen des Gitterstromes weiteres Kennzeichen für überspannten Zustand. „Restspannung" U_r muß an Anode übrig bleiben. „Grenzwiderstand". Beim Vor- und Kraftverstärker bei Eingitterröhren kein überspannter Zustand möglich, dagegen wohl bei Mehrgitterröhren.

§ 22. Beispiele für den Leistungsumsatz 135

Berechnung des Leistungsumsatzes und Wirkungsgrades aus dem Strom- und Spannungsverlauf bei verschiedener Stromaussteuerung j und Spannungsausnutzung h und für verschiedene Ruhepunkte auf der Kennlinie. Bei rein sinusförmiger Strom- und Spannungskurve ist stets $\eta < 50\,\%$. Ruhepunkt im Nullpunkt der Kennlinie ergibt höheren Wirkungsgrad, aber kleineren Leistungsumsatz, Ruhepunkt im Negativen noch mehr. Praktisch $\eta = 80\,\%$ ausreichend. Beim Nachlassen der steuernden Gitterwechselspannung kann die Anodenerwärmung steigen, trotzdem die Gleichstromleistung sinkt.

§ 23. Vorteile hoher Betriebsspannung 144

Hohe Spannungen praktisch sehr unerwünscht, bedingen aber bessere Spannungsausnutzung und damit höheren Wirkungsgrad, geringeren Strom und damit geringeren Aufwand für die Heizleistung, schließlich geringere Steuerleistung am Gitter, d. h. höhere Verstärkung. $U_a = 10\,U_s$ ergibt günstige Verhältnisse. Tafel VII. Es gibt für jede Leistung eine bestimmte Mindestspannung und für jede Spannung eine bestimmte Höchstleistung. Tafel VIII. Röhren mit Bremsgitter. Geringe Spannung auch für Selbsterregung ungünstig. Schwierigkeiten bei Kurzwellensendern, weil $\mathfrak{R}_a$ zu klein.

Seite

§ 24. Telephoniesender 150

Tasten bei Telegraphiesendern. Modulation bei Telephoniesendern. Leistungsverhältnisse. Schlechter Wirkungsgrad, da bei normaler geringer Besprechung 50% unterspannt. Verbesserung durch großes Modulationsrohr. Anoden- und Gittermodulation. Modulationskennlinie. Verzerrungsfreiheit. Hochfrequenzerzeugung durch Selbsterregung in der ersten Stufe. Dahinter große Verstärkung.

§ 25. Zusammenfassung des Abschnitts „Senderverstärker“ 156

B. Theorie der Schaltungen.

§ 26. Übersicht über die verschiedenen Probleme. . . 160

Gemeinsame Gleichstromquellen. Netzanschluß. Wechselstrom im Grunde sehr einfach. Schwierigkeiten durch die sehr großen Röhrenwiderstände. Natürliche Kapazitäten. Rückkopplung führt leicht zur Selbsterregung, kann aber auch günstig wirken. Frequenzabhängigkeit der Widerstände bei Tonfrequenz ungünstig, bei Hochfrequenz günstig.

§ 27. Die Anodenseite (Verstärker-Ausgang). 162

Ersatzschaltung. Äußerer und innerer Widerstand. Widerstandsanpassung bei frequenzabhängigem äußerem Widerstande nur für eine Frequenz möglich. Frequenzgang. Pseudodämpfung. Anpassung durch Transformator. Ersatzschaltung. Einfluß der Streuung und Fehlanpassung auf den Frequenzbereich. Kraftverstärker erfordern bei Eingitterröhren $\mathfrak{R}_a \gg R_i$, bei Penthoden $\mathfrak{R}_a \ll R_i$.

§ 28. Die Gitterseite (Verstärker-Eingang).

a) Allgemeines 171

Röhrenwiderstand unendlich groß. Daher Schaltungswiderstand $\mathfrak{R}_g$ auch möglichst groß. Grenzen durch Isolation, durch natürliche Kapazitäten, durch Gleichstromableitewiderstände, durch Störungsanfälligkeit.

b) Eingangstransformator. Zahlenbeispiel . . . 176

Mikrophon. Ersatzschaltungen. Frequenzgang für verschiedene sekundäre oder primäre Windungszahlen. Grenzen des gleichmäßig übertragenen Frequenzbereiches. Reihen- und Parallelresonanz. Große natürliche Kapazitäten C_n und hohe zu übertragende obere Frequenzgrenze ω_o vermindern den Verstärkungsgrad.

Seite

§ 29. Die Zwischenschaltung.

a) Transformatorkopplung 185

Gleiche Bedingungen wie beim Eingangstransformator. Richtlinien für das Übersetzungsverhältnis. Spannungsverstärkung um so größer, je größer die Güte der Röhre und je größer der wirksame Gitterwiderstand der Schaltung ist. Zahlenbeispiele. Vorteile der Schirmgitterröhre. Günstigste Röhrentype.

b) Widerstandskopplung 187

Richtlinien für die Größen des Anodenwiderstandes und des Gitterableitewiderstandes. Störanfälligkeit. Vergleich mit Transformatorkopplung. Einfluß der natürlichen Kapazitäten. Diese begrenzen die Verstärkung bei hohen Frequenzen. Günstigster Röhrendurchgriff. Zahlenbeispiele. Die Kopplungskapazität begrenzt die Verstärkung bei tiefen Frequenzen.

c) Hochfrequenz-Verstärkung 194

Kein grundsätzlicher Unterschied. Nur bilden die natürlichen Kapazitäten sehr kleine Widerstände. Tafel IX. Abnahme der Verstärkung bei höheren Frequenzen. Sperrkreiskopplung. Widerstand für die Resonanzfrequenz ϱ mal größer, daher ϱ mal höhere Frequenzen verstärkbar. Pseudodämpfung durch den inneren Röhrenwiderstand. Verminderung durch Transformatorkopplung. Das Übersetzungsverhältnis läßt sich durch Ändern der Kopplung verändern.

§ 30. Die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} 203

C_{ga} stellt eine Rückkopplung dar. Große Gitterströme zum Aufladen von C_{ga} erforderlich, falls Anodenspannung groß gegen Gitterspannung ist. Dieselbe Wirkung wie eine große zusätzliche Gitterkapazität C_z. Bei induktiver oder kapazitiver Anodenbelastung zusätzlicher negativer oder positiver Dämpfungswiderstand R_z. Negatives R_z entdämpft, kann zur Selbsterregung führen. Beispiele verschiedener Anoden- und Gitterschaltungen. Erhöhte Pfeifneigung bei offenem Verstärkereingang. Indirekte Messung von C_{ga}. Neutralisation der schädlichen Wirkung von C_{ga} durch Neutrodynschaltungen. Schirmgitterröhren. Bei diesen ist praktisch $C_{ga} = 0$.

Seite

§ 31. Mehrfachverstärker.

a) Der Wechselstrom 218

Durch mehrfache Verstärkung beliebig hohe Endleistungen herstellbar. Anfangsleistung nur durch Störungen begrenzt. Gesamtverstärkung ist gleich dem Produkt der Verstärkungen der einzelnen Stufen. Wirkung auf den Frequenzgang.

b) Die Hilfsspannungen 220

Jede Röhre braucht drei Hilfsspannungen für Heizung, Gittervorspannung und Anodenbetriebsspannung. Entnahme aus Batterien, aus Netz. Netzbrummen. Gleichrichter. Siebketten.

c) Zahlenbeispiel 225

3-Röhren-Tonfrequenzverstärker. Netzanschluß. Stufenweise gesiebte Anoden- und Gittergleichspannungen. Gesamtgleichspannung um negative Gittervorspannung größer als Anodenspannung. Strom-, Spannungs-, Leistungs- und „lineare" Verstärkung. Praktische Ausführung.

§ 32. Schutz gegen Rückkopplungen 232

4 Arten von Rückkopplungen: a) magnetische, b) elektrische, c) galvanische, d) akustische. Bei a) und b) Schutz durch Abschirmung, bei c) durch Siebkette. Nur für den Frequenzbereich erforderlich, der verstärkt wird. Grenzfrequenz der Siebkette muß tiefer als untere Grenzfrequenz des Verstärkers liegen. Bei d) muß die vom Lautsprecher am Mikrophon erzeugte Lautstärke kleiner sein als die ursprüngliche. Raumakustik wirkt mit. Auch Röhren und Kondensatoren können als Mikrophon wirken.

§ 33. Störungen 240

Untere Grenze der Verstärkungsmöglichkeit durch Störungen bedingt. 3 Arten: a) Im Erzeuger. Nadelgeräusch. Störpegel. b) Äußere Felder. Schutz durch Abschirmung. c) Innere Störungen. Wärmebewegung der Elektronen. Störpegel abhängig von Temperatur und Frequenzbereich des Verstärkers. Für 5000 Hertz bei Zimmertemperatur 10^{-14} Watt. Wärmegeräusch. Schroteffekt.

Seite

§ 34. Besondere Ausführungen.

a) Tonfrequenz 246
Anwendungsgebiete. Größenordnungen. Tafel X. Zweidrahtverstärker für Fernsprech-Fernleitungen. Doppelseitig wirksam. Ausgleichsübertrager. Beschneidung des Frequenzbereiches. Entzerrer. 10^{100}-fache Leistungsverstärkung ausgeführt.

b) Gleichstrom 252
Direkte Verbindung von Anode zu Gitter. Gemeinsame Anodenbatterie mit verschränkten Anzapfungen. Getrennte Heizungen. Kompensation des Ruhestromes im Ausgangsinstrument. „Gesamtsteilheit" über 1 A/Volt zwecklos wegen Störungen. 10^{-6} Volt am Eingang erforderlich. Anwendung für Tonfrequenz nicht zweckmäßig.

c) Hochfrequenz 255
Rundfunkgroßsender = Senderverstärker. Hoher Wirkungsgrad, aber geringe Ausnutzung durch lose Kopplung. Vermeidung von Rückkopplungen. Frequenzverdopplung. Modulation = schnelle Änderung zwischen Leerlauf und Vollast. Darf Frequenz und Phase nicht beeinflussen. Sieb für Oberwellen. Leistungsdiagramm. Praktische Ausführung.

§ 35. Zusammenfassung von Teil B. 262

C. Der Gitterstrom.

1. Gitter dauernd negativ.

§ 36. Ursache und Größe des Gitterstroms.

a) Der positive Elektronen-Gitterstrom J_{g+} . . . 264
Ansteigen nach einer Exponentialfunktion Tafel XI. Für eine um 1 Volt negativere Gitterspannung Abnahme auf 1/20 000. Einsetzen des Gitterstroms von der Heizung, der Anodenspannung und vom Kontaktpotential abhängig. Letzteres kann zeitlich schwanken. Tafel XII.

b) Der negative Ionen-Gitterstrom J_{g-} 267
Hervorgerufen durch Stoßionisation infolge unvollkommenen Vakuums. J_{g-} ist daher proportional dem Anodenstrom J_a. $J_{g-} = VJ_a$. Vakuumfaktor V auch abhängig von Anodenspannung U_a. Unterhalb der Ionisierungsspannung, d. h. für $U_a < 8$ Volt ist $V = 0$; dann auch $J_{g-} = 0$.

Seite

c) Die Kriechströme infolge unvollkommener Isolation. J_{kr} 270
Bei dem normalen guten Vakuum ist J_{kr} größer als J_{g-}. Isolationswiderstände R_{gk} zwischen Gitter und Kathode und R_{ga} zwischen Gitter und Anode.

§ 37. Die Wirkungen des Gitterstromes 272
Für kleine Wechselspannungen Steilheit S_g der Gitterkennlinie maßgebend, aber Arbeitssteilheit! Überlagerung aller von den 3 Stromarten hervorgerufenen Steilheiten. a) S_{g+} stets positiv, kann durch geringe negative Gittervorspannung vollständig zu null gemacht werden. b) S_{g-} stets negativ, wirkt wie Rückkopplung entdämpfend, zur Selbsterregung anreizend. S_{g-} wird für großen Anodenwiderstand $\Re_a \gg R_i$ gleich null. c) S_{kr} wird besonders durch R_{ga} hervorgerufen.

§ 38. Die Verwendung der Röhre als Elektrometer . . 277
Der Arbeitspunkt bei völlig abgetrenntem Gitter. Innerer Röhrenwiderstand wesentlich kleiner als Isolationswiderstand. $U_a < 10$ Volt, um Vakuumeinfluß auszuschalten. Zahlenangaben. Bei größeren Spannungen Unsymmetrie zwischen positiver und negativer Aufladung.

2. Gitter zeitweise positiv.

§ 39. Die durch den Gitterstrom hervorgerufenen Verzerrungen 281
Verzerrungen durch Änderung des Anodenstroms und durch Änderung der Gitterwechselspannung. Erstere nur im überspannten Zustand merklich. Letztere nur klein, wenn Eingangswiderstand $\Re_g$ der Schaltung klein gegen reziproke Steilheit $1/S_g$ der Gitterstromkennlinie ist. $1/S_g$ ist 10^4 bis 10^5 Ohm. So kleines $\Re_g$ bedingt starke Herabsetzung des Verstärkungsgrades. Stoßartige Verzerrungen bei induktivem $\Re_g$. Selbsterregung bei fallender Kennlinie. Durch Gegentaktschaltung gewisse Verringerung der Verzerrungen möglich.

§ 40. Die zum Steuern erforderliche Gitterleistung . . 287
a) Die Gitterspannung. Erforderlich etwa $^1/_{15}$ der Anodenspannung. b) Der Gitterstrom. Erforderlich etwa $^1/_{10}$ des Anodenstroms. Daher zum Steuern etwa $^1/_{100}$ der Anodenleistung erforderlich. Zur Vermeidung von Verzerrungen und Rückwirkungen muß Steuersender bezüglich des Stromes 10fach überdimensioniert werden, d. h. etwa für $^1/_{10}$ der Anodenleistung.

§ 41. Zusammenfassung von Teil C. 289

Zweiter Teil.

Verstärker.

Vorbemerkung.

§ 1. Die verschiedenen Verstärkerprobleme.

Das älteste und wichtigste Problem, das nach rund 30 Jahre langen vergeblichen Versuchen erst während des Weltkrieges durch die Elektronenröhren in ungeahnter Vollkommenheit gelöst wurde, besteht darin, ganz schwache Wechselströme, die an sich mit dem Telefon oder einem sonstigen Indikator überhaupt nicht mehr nachzuweisen wären, so weit zu verstärken, daß sie deutlich wahrnehmbar werden. *Das Ziel dieser „Vorverstärker" besteht in einem möglichst hohen Verstärkungsgrad, d. h. mit einer möglichst kleinen, ursprünglich vorhandenen Leistung eine möglichst große verstärkte Leistung auszulösen.* Dies ist das eigentliche Verstärkerproblem, das in der ersten Zeit überhaupt allein vorhanden war, und dessen Lösung auf so vielen Gebieten so gewaltige Fortschritte gebracht hat.

Nach der vollkommenen Lösung dieses Problems entstand durch die immer weiter gesteigerten technischen Ansprüche ein zweites Problem: *„der Kraftverstärker"*. Es gelang, die verstärkte Leistung nochmals zu verstärken und dies ohne Schwierigkeiten unbegrenzt weiter fortzusetzen. Dadurch kommt man schließlich zu so erheblichen Leistungen, daß die normalen kleinen Röhren übersteuert werden. Es treten zunächst „Verzerrungen" ein, der verstärkt abgegebene Strom ist keine formgetreue Wiedergabe des unverstärkten Stromes mehr, und bei noch stärkerer Aussteuerung können die Röhren schließlich überhaupt keine größeren Leistungen mehr abgeben. *Das Problem des Kraftverstärkers besteht darin, die maximale, verzerrungsfrei abzugebende Leistung einer Röhre zu bestimmen.* Im Gegensatz zum Vorverstärker kommt es daher auf die unverstärkte, zum Steuern erforderliche Leistung kaum noch an. Sollte die Steuerleistung nicht ausreichen, kann man sie ja durch eine Vorverstärkung beliebig

erhöhen. Beim Kraftverstärker handelt es sich also in erster Linie nicht mehr um einen möglichst hohen Verstärkungsgrad, sondern um eine möglichst günstige Röhrenausnutzung, um die Frage, wie man mit einer möglichst kleinen und daher billigen Elektronenröhre eine möglichst große verstärkte Leistung unverzerrt erzeugen kann.

Schließlich gibt es noch ein drittes Problem, das mit dem Namen „*Senderverstärker*" bezeichnet sei. Bei diesem sind die Leistungen so groß, beispielsweise 100 kW, daß der „*Wirkungsgrad*", das Verhältnis der erzeugten Wechselstromleistung zu der aufgewandten Gleichstromleistung eine ausschlaggebende Rolle spielt. Jeder Verstärker ist ja ein Gleichstrom-Wechselstromumformer. Der durch die Steuerwirkung erzeugte Wechselstrom entstammt einer Gleichstromquelle. Bei kleinen Leistungen (unter 1 Watt) spielt die Größe der verbrauchten Gleichstromleistung meist gar keine Rolle. Bei großen Leistungen (über 100 kW) muß aber der Leistungsumsatz nicht nur deswegen möglichst verlustlos mit einem hohen Wirkungsgrade vor sich gehen, damit der Verbrauch an Gleichstromleistung der Kosten wegen möglichst gering bleibt, sondern besonders deswegen, weil der Leistungsverlust als Erwärmung der Röhre in Erscheinung tritt und so die Belastbarkeit der Röhre begrenzt. Beim Senderverstärker kommt es noch weniger als beim Kraftverstärker auf die Größe der zum Steuern erforderlichen Leistung an. Ob dazu 1% oder 3% der verstärkt abgegebenen Wechselstromleistung (mit so kleinen Leistungen kommt man gewöhnlich leicht aus) verbraucht werden, spielt meist gar keine Rolle. Man läßt daher beim Senderverstärker auch die Bedingung der gitterstromlosen Steuerung fallen, weil man bei dauernd negativem Gitter keinen hohen Wirkungsgrad erreichen kann. Ebenso muß die Verzerrungsfreiheit meist auf Kosten des Wirkungsgrades stark zurückgedrängt werden. Man muß die Röhre wesentlich weiter aussteuern, als es die Verzerrungsfreiheit beim Kraftverstärker zuläßt. Die Grenzen sind hier von wesentlich anderer Art, z. B. durch das Auftreten des sogenannten „überspannten Zustandes" bedingt, so daß für den

Senderverstärker wieder eine andere Art der Behandlung erforderlich ist.

Es sind hier absichtlich die drei Probleme scharf voneinander getrennt worden, weil ihr grundsätzlicher Unterschied oft verkannt wird, und dadurch schon viele Mißverständnisse hervorgerufen worden sind[1]). Praktisch gibt es natürlich auch Übergänge zwischen ihnen. Bei einem Tonfilmverstärker, der die äußerst schwachen Ströme der Photozelle bis zu der großen Leistung eines Saallautsprechers steigern soll, kommt es bei den ersten Stufen ausschließlich auf den Verstärkungsgrad an; mit wachsender Verstärkung tritt dann immer mehr die verzerrungsfreie Röhrenausnutzung in den Vordergrund, und bei der letzten Röhre besteht die Hauptschwierigkeit meist darin, eine unzulässig hohe Erwärmung zu vermeiden. — Dasselbe gilt noch mehr von den modernen Funksendern, bei denen die Leistung einer kleinen, selbsterregten, piezoelektrisch gesteuerten Röhre bis zu 100 KW Antennenleistung gesteigert wird. Auch diese großen Sender sind im Grunde genommen nur Verstärker, die nach denselben Gesichtspunkten zu behandeln sind und hier auch behandelt werden sollen.

Man pflegt weiter Verstärker für *Tonfrequenz*, und solche für *Hochfrequenz* zu unterscheiden. Die Röhren selbst sind zwar praktisch völlig trägheitslos, arbeiten also bei den allerlangsamsten Frequenzen in genau derselben Weise wie bei den allerschnellsten. Die Theorie der Röhren braucht daher an sich auf die Frequenz keine Rücksicht zu nehmen, gilt für alle Frequenzen in gleicher Weise. Für die Theorie der Schaltungen ergeben sich aber erhebliche Unterschiede, zunächst einmal in den Größenordnungen. Je höher die Frequenz, desto mehr treten die Wirkungen der Induktivitäten und Kapazitäten hervor. Ein noch größerer Unterschied ist aber durch die praktische Verwendung bedingt. Hochfrequenzverstärker werden meist in der drahtlosen Telegraphie benutzt, sollen daher möglichst nur eine bestimmte Frequenz,

[1]) In Amerika unterscheidet man schon länger die „Class A, B und C — Amplifier". Diese drei Klassen decken sich aber nur teilweise mit der hier vorgenommenen Dreiteilung.

den jeweils zu empfangenden Sender, verstärken, alle übrigen Frequenzen, d. h. andere Sender und sonstige Störungen möglichst nicht durchlassen. Im Gegensatz dazu werden Tonfrequenzverstärker meist zur Verstärkung von Sprache und Musik benutzt, müssen also sämtliche darin enthaltene Frequenzen verstärken, und zwar alle möglichst gleichmäßig, damit der Klangcharakter erhalten bleibt. Aus dem gleichen Grunde spielt auch bei Tonfrequenzverstärkern die Formverzerrung, die Änderung der Kurvenform infolge der Verstärkung, die gewissermaßen neue Frequenzen in den Klang hineinbringt, eine große Rolle, während diese bei Hochfrequenzverstärkern meistens nichts schadet.

Die hier genannten Anwendungen der Verstärker sind aber nur die gebräuchlichsten. Es gibt auch Fälle, wo man bei Ton- oder Niederfrequenz ein scharfes Hervorheben einer einzelnen Frequenz verlangt, wie bei der Tonfrequenztelegraphie, während umgekehrt die alten Hochfrequenzverstärker für drahtlose Telegraphie früher selbst keine Abstimmung hatten, damit sie alle Sender, auf die der früher vom Verstärker getrennte Empfänger eingestellt wurde, verstärken könnten.

Der Verstärker ist ein Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer, ein „veränderlicher Widerstand" gemäß § 18 in Bd. I, der durch den unverstärkten Strom gesteuert wird. Es soll hier nur die elektrostatische Steuerwirkung der Gitterspannung auf den Anodenstrom behandelt werden, deren physikalische Grundlagen in Bd. I besprochen wurden. Nur diese hat praktisch eine größere Bedeutung erlangt. Bezüglich der magnetischen Steuerwirkung, des „Magnetrons" genüge der Hinweis auf Bd. I, § 7. — Wie bei jedem „veränderlichen Widerstand" setzt sich gemäß § 18 in Bd. I der ganze Verstärkungsvorgang aus zwei Teilen zusammen: der „Theorie der Röhren", die das innere Verhalten der Röhre behandelt, und aus der „Theorie der Schaltungen", dem Verhalten der äußeren „konstanten Wechselwiderstände", die mit der Röhre zusammenarbeiten. Mit der ersten soll begonnen werden.

A. Theorie der Röhren.

1. Vorverstärker (Verstärkungsgrad).

§ 2. Der Grundgedanke bei der Verstärkung.

Die normale Verstärkerröhre besteht aus einer Kathode K, die elektrisch geheizt wird und infolgedessen Elektronen emittiert, ferner aus der Anode A, die eine positive Spannung U_a erhält und infolgedessen die emittierten Elektronen zu sich hinüberzieht, und schließlich dem Gitter G, das diesen Elektronenstrom steuern soll. Die Größe der Steuerwirkung des Gitters ergibt sich aus der Kennlinie (Bild 1), die angibt, wie stark sich der Anodenstrom i_a mit der Gitterspannung u_g ändert. Es kommt auf die

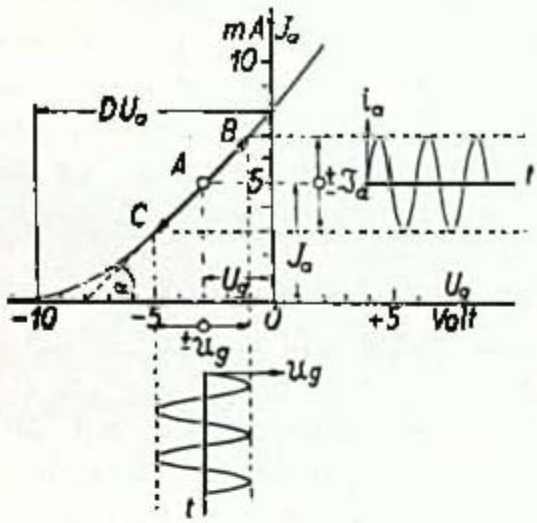

Bild 1. Graphische Bestimmung der Anodenstromänderungen aus den Gitterspannungsänderungen. (Falsch! Nur für $\Re_a = 0$ gültig! Vgl. § 3.)

(1) $$\textit{Steilheit}\quad S = \frac{di_a}{du_g} = \operatorname{tg}\alpha$$

der Kennlinie an. Wie schnell die Änderungen du_g vor sich gehen, ist wegen der Trägheitslosigkeit der Elektronen gleichgültig. Die Stromänderung di_a folgt praktisch augenblicklich jeder Spannungsänderung du_g. Wenn die letztere also periodisch positive und negative Werte annimmt, wenn sie z. B. in

einer der Ruhespannung U_g überlagerten Wechselspannung $u_g = \mathfrak{U}_g \sin \omega t$ besteht, so wird auch die Stromänderung im gleichen Takt positive und negative Werte annehmen, d. h. es wird sich dem Ruhestrom J_a ein Wechselstrom $i_a = \mathfrak{J}_a \sin \omega t$ überlagern (Bild 1), wobei

$$(2) \qquad i_a = S u_g \quad \text{und} \quad \mathfrak{J}_a = S \mathfrak{U}_g$$

ist. Hiernach ergibt sich die in Bild 2 gezeichnete übliche Verstärkerschaltung. Der schwache, unverstärkte Strom s erzeugt meist über einen Eingangstransformator $\mathfrak{N}_g$ eine Wechselspannung u_g, die sich der Gittervorspannung U_g überlagert,

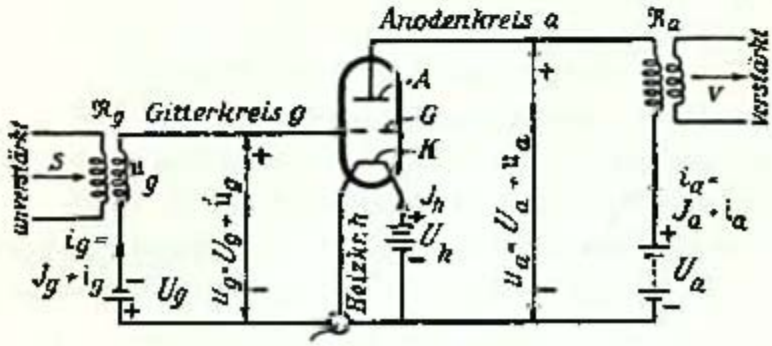

Bild 2. Verstärkerschaltung. Bezeichnungen:

i(u) = Augenblickswert des Gesamtstroms, (-Spannung),
J(U) = Gleichstrom, mittlerer Stromwert.
i(u) = Augenblickswert des überlagerten Wechselstroms.
$\mathfrak{J}(\mathfrak{U})$ = Maximalwert, Amplitude von i(u),
also z. B. $i = J + i = J + \mathfrak{J} \sin \omega t$.

d. h. Schwankungen dieser Spannung hervorruft. Im Anodenkreise, wo normal der Ruhestrom J_a fließt, entstehen bei Einwirkung der Gitterwechselspannung Stromschwankungen i_a, d. h. es überlagert sich dem Gleichstrom J_a ein Wechselstrom i_a, der z. B. über einen Ausgangstransformator $\mathfrak{N}_a$ vom Gleichstrom getrennt abgenommen werden kann und den verstärkten Strom v darstellt. Solange überall lineare Beziehungen bestehen, d. h. solange die Amplituden so klein sind, daß die Kennlinie als geradlinig angesehen werden kann, gilt das in Bd. I, § 18 genannte Überlagerungsgesetz. Gleichstrom und Wechselstrom beeinflussen sich gegenseitig nicht und können vollkommen

getrennt für sich behandelt werden. Für den Verstärkungsvorgang ist direkt nur der Wechselstrom von Interesse, der Gleichstrom nur indirekt, nämlich nur insofern, als durch geeignet gewählte Gitter- und Anodenspannungen U_g und U_a ein günstiger Arbeitspunkt A auf der Kennlinie eingestellt werden muß. Diese Gleichstromfragen werden in § 6 behandelt werden.

Die zunächst zu besprechenden Wechselstromfragen sind nämlich durch die in Bild 1 dargestellte Konstruktion und die daraus abgeleitete Gleichung (2) durchaus nicht erledigt. Denn bei diesen ist nur von der Gitter*spannung* $\mathfrak{U}_g$ und dem Anoden*strom* $\mathfrak{J}_a$ die Rede. Es kommt aber auch auf den Gitter*strom* $\mathfrak{J}_g$ und die Anoden*spannung* $\mathfrak{U}_a$ an. Denn das allgemeine Verstärkerproblem besteht darin, die Steuerleistung $\mathfrak{N}_g = \mathfrak{U}_g \mathfrak{J}_g/2$ des dem Gitter zugeführten Wechselstromes möglichst klein zu machen, dagegen aus der Röhre eine möglichst große Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a/2$ herauszuholen.

Die erste Frage nach dem Gitterstrom $\mathfrak{J}_g$ kann hier zunächst sehr schnell erledigt werden. Es gilt nämlich der folgende Satz:

(3) *Der Gitterstrom $\mathfrak{J}_g$ wird vollständig null, wenn man dem Gitter eine negative Vorspannung U_g gibt, die etwas größer als die Amplitude der Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ ist.*

Dann bleibt nämlich die Gitterspannung auch bei Überlagerung der Wechselspannung dauernd negativ, und es kann sich nach Satz 66 in Bd. I, § 11 überhaupt kein Gitterstrom ausbilden, weder ein Gleichstrom noch ein Wechselstrom. Das letztere ist ein außerordentlich wichtiger Punkt, weil dann die Röhre an sich zum Steuern überhaupt keine Leistung braucht, also theoretisch selbst die allerkleinsten Steuerwirkungen die größten Röhren aussteuern könnten. Praktisch ist das freilich doch nicht vollkommen der Fall. Denn einerseits ist zum Erzeugen der erforderlichen Gitterwechselspannung immer eine gewisse Leistung in den zugehörigen Schaltelementen wie Transformatoren u. dgl. erforderlich, wie in Teil B § 28 ausgeführt wird, anderseits fließt bei nicht ganz vollkommenem Vakuum doch noch ein gewisser Gitterstrom, ebenso dann, wenn aus besonderen Gründen keine negative Vorspannung hergestellt

werden kann. Diese Sonderfälle sollen später in Teil C behandelt werden. Wir wollen uns zunächst nicht darum kümmern, sondern annehmen, daß das Gitter gemäß (3) hinreichend negativ vorgespannt ist und daß ihm durch die Schaltelemente eine kleine Wechselspannung $u_g = U_g \sin \omega t$ von unveränderlich gegebener Größe zugeführt wird.

§ 3. Die Wechselstromverhältnisse auf der Anodenseite.

Die zweite Frage nach der Anodenwechselspannung und überhaupt der ganzen Stromverhältnisse auf der Anodenseite ist nicht ganz so einfach zu lösen. Die einfache Beziehung $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_g$, der Abgriff des Anodenwechselstromes $\mathfrak{J}_a$ aus der Kennlinie gemäß Bild 1 ist nämlich insofern fehlerhaft, als er nur für eine konstante Anodenspannung gilt, weil ja die Kennlinie ebenso wie ihre Steilheit S eine bestimmte konstante Anodenspannung voraussetzen. Die Anodenspannung darf nicht schwanken. Es darf keine Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ auftreten. Das ist aber nur im Falle des „Kurzschlusses" möglich, wenn der äußere Anodenkreis gegenüber dem Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ keinen Widerstand besitzt. Im andern Falle muß eine Wechselspannung, ein Spannungsabfall

$$\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a \tag{4}$$

eintreten. $\mathfrak{R}_a$ ist hierbei der gesamte äußere Widerstand der Schaltung von der Röhre aus gesehen, der von dem Röhrenwechselstrome $\mathfrak{J}_a$ durchflossen wird. Die gesamte äußere Schaltung wird hierbei gemäß Bd. I, § 16 als passiver Zweipol (Verbraucher) angesehen. In Bild 2 ist $\mathfrak{R}_a$ z. B. der Widerstand des Ausgangstransformators, gemessen an den Primärklemmen, bei der betriebsmäßigen sekundären Belastung. Dazu kommt genau genommen noch der Wechselstromwiderstand der Gleichstromquelle U_a, der aber meist zu vernachlässigen ist. Das negative Vorzeichen in (4) besagt, daß die Anodenspannung absinkt, wenn der Anodenstrom zunimmt. Bei einem reinen Wirkwiderstande geschieht das gleichphasig, während bei induktivem oder kapazitivem $\mathfrak{R}_a$ eine Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ eintritt.

Wie in Bd. I, § 8 ausgeführt wurde, übt nicht nur die Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$, sondern auch die Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ in der Röhre eine Steuerwirkung auf $\mathfrak{J}_a$ aus, letztere freilich D mal schwächer (D = Durchgriff). Diese Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_a$ tritt natürlich auch dann ein, wenn $\mathfrak{U}_a$ erst von dem durch die Steuerwirkung selbst entstehenden Strome $\mathfrak{J}_a$ erzeugt wird. Man bezeichnet dies als:

(5) „*Anodenrückwirkung*" $D\,\mathfrak{U}_a = -D\,\mathfrak{R}_a\,\mathfrak{J}_a$

Diese Anodenrückwirkung ist im allgemeinen schädlich, weil sie der Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_g$ entgegengerichtet ist, sie zum Teil aufhebt. Es ist:

$$\mathfrak{J}_a = S\,\mathfrak{U}_{st} = S\,(\mathfrak{U}_g + D\mathfrak{U}_a) = S\,\mathfrak{U}_g - S\,D\,\mathfrak{R}_a\mathfrak{J}_a$$

Bei gegebener Gitterspannung folgt daraus:

(6) $$\mathfrak{J}_a = \frac{S\mathfrak{U}_g}{1 + SD\,\mathfrak{R}_a} = \frac{S\mathfrak{U}_g}{1 + \mathfrak{R}_a/R_i} = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\,\frac{1}{R_i + \mathfrak{R}_a}$$

(7) $$-\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{U}_g}{D + 1/S\,\mathfrak{R}_a} = \frac{S\mathfrak{U}_g}{1/\mathfrak{R}_a + 1/R_i} = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\,\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a},$$

wobei gesetzt ist:

(8) $$R_i = \frac{1}{SD} = \textit{innerer Widerstand.}$$

Im Falle des Kurzschlusses, d. h. für $\mathfrak{R}_a = 0$ wird natürlich $\mathfrak{U}_a = 0$ und wieder

(9) $$(\mathfrak{J}_a)_{\mathfrak{R}_a = 0} = S\,\mathfrak{U}_g = \mathfrak{J}_k = \text{„}\textit{Kurzschlußstrom}\text{"}$$

Beim Vorhandensein eines Widerstandes $\mathfrak{R}_a$ wird $\mathfrak{J}_a$ kleiner als $\mathfrak{J}_k$, weil das dann entstehende $\mathfrak{U}_a$ einen Teil der Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_g$ aufhebt. Mit wachsendem $\mathfrak{R}_a$ wird $\mathfrak{U}_a$ immer größer, $\mathfrak{J}_a$ immer kleiner. Im Grenzfall des „Leerlaufs" für $\mathfrak{R}_a = \infty$, den man z. B. durch eine sehr große Drosselspule im Anodenkreis herstellen kann, muß natürlich der Wechselstrom $\mathfrak{J}_a = 0$ werden, dagegen wird $\mathfrak{U}_a$ nicht ∞, sondern

(10) $$-(\mathfrak{U}_a)_{\mathfrak{R}_a = \infty} = \frac{\mathfrak{U}_g}{D} = \mathfrak{U}_l = \text{„}\textit{Leerlaufspannung}\text{"}.$$

Größer kann $\mathfrak{U}_a$ niemals werden, weil schon durch diesen Wert die ganze Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_g$ durch die Anodenrückwirkung

$D\,\mathfrak{U}_a$ aufgehoben, die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g + D\,\mathfrak{U}_a$ zu null gemacht wird. Praktisch muß natürlich noch eine ganz kleine Steuerwirkung und ein ganz kleines $\mathfrak{J}_a$ übrig bleiben, damit der Spannungsabfall $\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$ entsteht. Bei Leerlauf, d. h. praktisch für $\mathfrak{R}_a \gg R_i$ ist stets $-\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_g/D$ und $\mathfrak{U}_a$ gegen $\mathfrak{U}_g$ um 180° phasenverschoben, ganz gleichgültig, welchen Phasenwinkel $\mathfrak{R}_a$ hat. Letzterer hat dann nur auf den Phasenwinkel des kleinen $\mathfrak{J}_a$ einen Einfluß.

Alle diese Verhältnisse lassen sich mit einem Schlage übersehen, wenn man gemäß Bd. I, § 16 die Röhre als aktiven

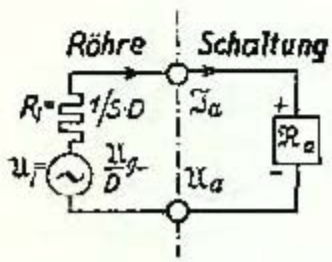

Bild 3a. Leerlauf-Ersatzschaltung.

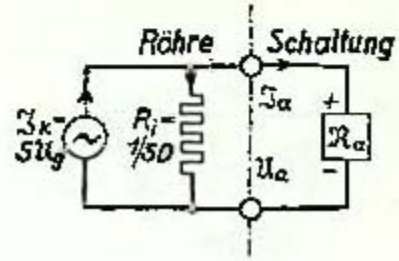

Bild 3b. Kurzschluß-Ersatzschaltung.

Zweipol, als Generator für den Wechselstrom auffaßt. Der dort angegebene Satz (105) lautet auf den vorliegenden Fall angewandt:

(11) *Eine Verstärkerröhre, an deren Gitter eine Wechselspannung* $\mathfrak{U}_g$ *liegt, ist in Bezug auf die Wechselstromvorgänge im Anodenkreise zu ersetzen durch eine Stromquelle mit der EMK* $\mathfrak{U}_i = \mathfrak{U}_g/D$ *und einen in Reihe geschalteten Widerstand* R_i *(Bild 3a) oder durch eine Stromquelle mit der Stromergiebigkeit* $\mathfrak{J}_k = S\,\mathfrak{U}_g$ *und einen parallel geschalteten Widerstand* R_i *(Bild 3b). Dabei ist in beiden Fällen* $R_i = \mathfrak{U}_i/\mathfrak{J}_k = 1/SD$; R_i *ist völlig phasenrein.*

Man überzeugt sich leicht, daß beide Ersatzschaltungen auch zu den Gleichungen (6) und (7) führen. Bild 4a zeigt die vektorielle Zusammensetzung der drei Spannungen gemäß der Leerlauf-Ersatzschaltung von Bild 3a, 4b entsprechend der drei Ströme gemäß Bild 3b unter der Annahme einer induk-

tiven Belastung $\mathfrak{R}_a$. Die allgemein gültige Abhängigkeit von Strom, Spannung und Leistung von dem Verhältnis $\mathfrak{R}_a/R_i$, wurde in Bd. I, § 16, Seite 146 bis 150 schon ausführlich beschrieben und in mehreren Schaubildern dargestellt. Es sei hier darauf verwiesen. Vgl. auch später § 27 Bild 64.

Die Ersatzschaltungen gelten nicht nur für eine sinusförmige Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$, sondern auch für eine ganz beliebige Kurvenform. Da die Röhrenkonstanten S und D von Frequenz und Kurvenform unabhängig sind, besitzen $\mathfrak{U}_i$ und $\mathfrak{J}_k$ dieselbe Kurvenform wie $\mathfrak{U}_g$. $R_i = 1/SD$ bleibt auch für alle Frequenzen

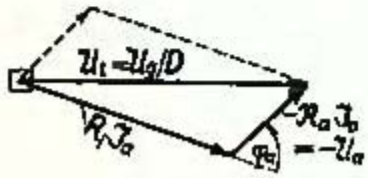

Bild 4a.

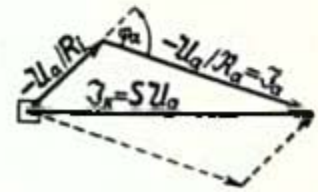

Bild 4b.

Vektordiagramme zu Bild 3a und 3b.

und Kurvenformen derselbe induktionsfreie Widerstand. Dadurch läßt sich in außerordentlich bequemer Weise das ganze Verhalten der Röhre nach außen übersehen. An die inneren Vorgänge in der Röhre braucht man dabei überhaupt nicht mehr zu denken.

Man muß sich nur hüten, in den Ersatzschaltungen ein Bild dieser physikalischen Vorgänge im Innern der Röhre sehen zu wollen. In Wirklichkeit sitzt dort keine Wechselstromquelle konstanter Spannung $\mathfrak{U}_i$ oder konstanter Ergiebigkeit $\mathfrak{J}_k$, sondern es besteht dort die Steuerwirkung der Gitterspannung auf den an sich schon vorhandenen Elektronengleichstrom J_a und die Rückwirkung der Anodenwechselspannung auf diesen Steuervorgang. Die Röhre wirkt nur bezüglich des Wechselstromes auf die äußere Schaltung so, als ob sie die Elemente der einen oder anderen Ersatzschaltung enthielte. Besonders kann die Bezeichnung R_i als innerer Widerstand der Röhre leicht falsche Vorstellungen erwecken. $R_i = 1/SD$ ist eine reine Rechengröße,

die sich nur auf den Wechselstrom bezieht, also nicht etwa zur Berechnung des Gleichstromes oder der Gleichspannung bei der Röhre verwandt werden kann, und die insbesondere gar nichts mit den Leistungsverlusten, der Wärmeentwicklung in der Röhre zu tun hat. Die Elektronen bewegen sich in dem Hochvakuum der Röhre vollkommen frei, erleiden während des Fliegens überhaupt keinen Energieverlust, sondern nur beim Aufprallen auf die Anode, wie das in Bd. I, § 6 ausgeführt wurde. Vgl. auch später § 5, besonders Seite 20.

§ 4. Arbeitskennlinien.

Man kann sich die Steuerwirkung des Gitters und ihre Verminderung durch die Anodenrückwirkung an Hand der „Arbeitskennlinien" veranschaulichen, die die gesamte Änderung $i_a = f(u_g)$ unter Berücksichtigung der gleichzeitig eintretenden Änderungen von u_a graphisch darstellen. In Bild 5 ist zunächst die normale Kennlinienschar $i_a = f(u_g)$ für verschiedene konstante Anodenspannungen $u_a = U_a$ als Parameter punktiert eingezeichnet. Es sind unter sich gleiche Kurven, die nur um den Betrag DU_a nach links verschoben sind. In Bild 5 entspricht eine Spannungsänderung ΔU_a um 20 Volt einer Änderung der Gitterspannung um $\Delta u_g = 2$ Volt, der Durchgriff ist also

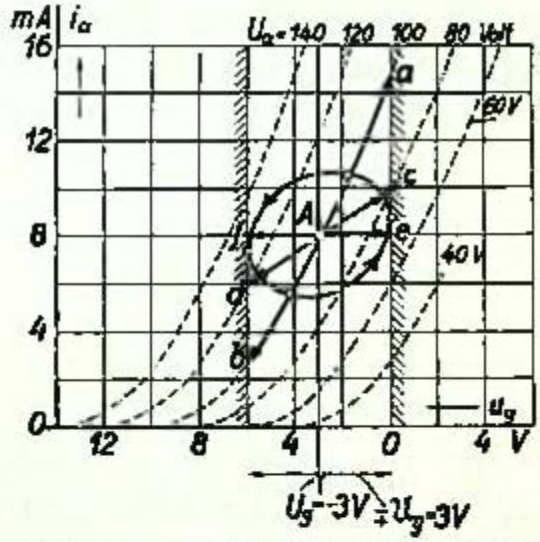

Bild 5. Lage der Arbeitskennlinien in der Kennlinienschar.

$$D = \frac{\Delta u_g}{\Delta U_a} = 0{,}1 = 10\,\%.$$

Für eine bestimmte Gittervorspannung $U_g = -3$ Volt ergibt die Senkrechte nach oben durch ihre Schnittpunkte mit

den Kennlinien die Anodenstromstärken i_a, die sich bei den entsprechenden Anodenspannungen U_a einstellen. Für $U_g = 100$ Volt erhält man z. B. den Schnittpunkt A mit $i_a = 8$ mA. Für diesen Arbeitspunkt A ergibt sich:

$$S = \left(\frac{di_a}{du_g}\right)_{U_a = 100\,V} = 2\frac{mA}{V}, \quad \text{also } R_i = \frac{1}{SD} = \frac{10^3}{2 \cdot 0{,}1} = 5000 \text{ Ohm}.$$

Schwankt jetzt die Gitterspannung um $\mathfrak{U}_g = \pm 3$ Volt, so wird die Gitterspannung zeitweise $-3+3 = 0$ Volt und $-3-3 = -6$ Volt. Die Stromschwankungen müssen sich also in dem durch die beiden schraffierten Geraden begrenzten Arbeitsgebiet abspielen, diese Linien bei maximaler oder minimaler Gitterspannung berühren. Liegt im Anodenkreise nur eine Gleichspannung $U_a = 100$ Volt, kein weiterer Widerstand $\mathfrak{R}_a$, (der gegenüber R_i in Betracht kommt), so bleibt auch während der Stromschwankungen $u_a = U_a = 100$ Volt konstant, und die Arbeitskennlinie ist mit der normalen Kennlinie für $U_a = 100$ Volt identisch. Diese wird dann bis zu den Punkten a, b ausgesteuert; es entstehen Stromschwankungen $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_g \approx \pm 6$ mA.

Liegt aber im Anodenkreis außer der Gleichspannung $U_a = 100$ Volt noch ein Schwingungskreis oder ein belasteter Transformator, der gegenüber dem Wechselstrom beispielsweise einen Widerstand $\mathfrak{R}_a = 10\,000\,\Omega = 2\,R_i$ darstellt, so treten nach (7) Spannungsschwankungen

$$-\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\frac{1}{1+R_i/\mathfrak{R}_a} = \frac{\pm 3}{0{,}1}\frac{1}{1+1/2} = \pm 20 \text{ Volt}$$

auf. Die Endpunkte c, d der jetzt geltenden „Arbeitskennlinie" müssen also auf den Kennlinien $U_a = 100 - 20 = 80$ Volt und $U_a = 100 + 20 = 120$ Volt liegen. Die Stromschwankungen betragen jetzt nur $\mathfrak{J}_a = \pm 2$ mA, ein Wert, der sich auch aus (6) oder aus $\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{J}_a\mathfrak{R}_a$ ergibt. Die Anodenrückwirkung setzt also jetzt die Steuerwirkung des Gitters auf den dritten Teil herab. Für die Steilheit der Arbeitskennlinie, die Neigung der Linie c, d ergibt sich nach (6)

$$(12) \qquad \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{U}_g} = S_A = \frac{S}{1+\mathfrak{R}_a/R_i} = \frac{1}{D(R_i+\mathfrak{R}_a)}.$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß $\mathfrak{R}_a$ phasenrein ist, Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ und Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ zu gleicher Zeit durch null gehen. Dem Zeitpunkt $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{U}_g = 0$ entspricht dann der Arbeitspunkt A dieser ist dann also auch ein Punkt der Arbeitskennlinie.

Das ist aber nicht mehr der Fall, wenn $\mathfrak{R}_a$ eine Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ hervorruft, dann besteht auch eine Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{U}_g$. Als Beispiel sei wieder $\mathfrak{R}_a = 10000$ Ohm, $= 2\,R_i$ aber der Grenzfall $\varphi_a = 90°$ angenommen, der einer verlustlosen Drosselspule entspricht. Die $\mathfrak{R}_a$ enthaltenden Größen in (6) und (7) sind dann vektoriell unter 90° zusammenzusetzen. Bild 6 zeigt die Phasenlagen zwischen $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$. Es ergibt sich für die Amplituden

$$\mathfrak{J}_a = \frac{3 \cdot 2}{\sqrt{1^2 + 2^2}} = 2{,}68 \text{ mA};$$

$$\mathfrak{U}_a = \frac{3}{0{,}1} \frac{1}{\sqrt{1^2 + (1/2)^2}} = 26{,}8 \text{ V}.$$

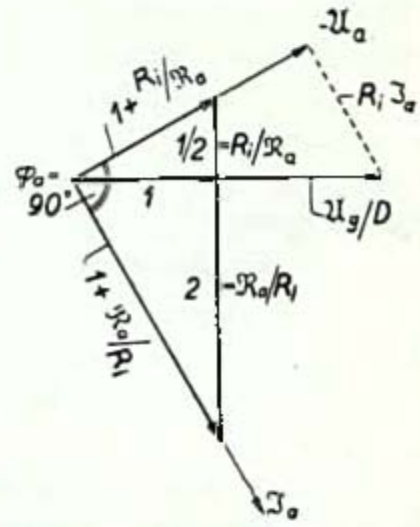

Bild 6. Vektordiagramm für $\mathfrak{R}_a = 2\,R_i$ und $\varphi_a = 90°$.

Die Arbeitskennlinie ist eine Ellipse, die rechts und links die (nicht gezeichneten) Kennlinien für $U_g = 74{,}2$ und 126,8 Volt berührt. Das Strommaximum $i_a = 10{,}68$ mA liegt auf der Kennlinie für $U_a = 100$ Volt, weil das Maximum des Wechselstromes wegen der Phasenverschiebung von 90° auf den Zeitpunkt fällt, in dem die Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ durch null geht, also $u_a = U_a = 100$ Volt ist. Das gleiche gilt für das Strommaximum $i_a = 5{,}32$ mA.

Würde man $\mathfrak{R}_a$ noch viel größer machen, so würde schließlich die Arbeitskennlinie in die horizontale Gerade e, f übergehen. $\mathfrak{J}_a$ würde null und $\mathfrak{U}_a = -\frac{\mathfrak{U}_g}{D} = \pm 30$ Volt. e und f

liegen auf den (nicht gezeichneten) Kennlinien für $U_a = 70$ und 130 Volt. Die Phasenverschiebung von $\mathfrak{R}_a$ ist in diesem Falle gleichgültig.

Die Arbeitskennlinien können nur zur Veranschaulichung, nicht zur Berechnung der Verstärkervorgänge dienen. Sie lassen sich nicht unmittelbar aus der Kennlinienschar konstruieren. Man muß, wie oben ausgeführt, eine Berechnung nach den Gleichungen (6) und (7) vornehmen.

Es ist bisher angenommen, daß der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ nur ein Wechselstromwiderstand sei, den Gleichstrom ungehindert durchlasse. Das trifft bei Hochfrequenz, wo $\mathfrak{R}_a$ meist durch eine Spule aus wenigen Windungen Kupferdrahtes gebildet wird, weitgehend zu. Bei Niederfrequenz braucht man aber viel mehr Windungen und der Ohmsche Widerstand $\mathfrak{R}_a$ gegen Gleichstrom bedingt dann manchmal schon einen nicht zu vernachlässigenden Spannungsabfall.

(13) *Die Gleichspannung U_a an der Röhre, die den Arbeitspunkt A auf der Kennlinie bestimmt, ist dann um den Spannungsabfall $J_a R_a$ kleiner als die Betriebsspannung E_a. Die Wechselstromverhältnisse werden dadurch nicht weiter geändert.*

Bei sehr kleinem R_a kann man den Spannungsabfall $J_a R_a$ sofort angenähert angeben, weil man den Arbeitspunkt A und damit J_a angenähert kennt, indem man zunächst $U_a = E_a$ setzt. Bei sehr großem R_a berechnet man am besten zunächst $J_{a\,max} = E_a/R_a$. Der Strom muß sicher kleiner bleiben, weil sonst der Spannungsabfall $J_a R_a$ größer als E_a, die Röhrenspannung $U_a = E_a - J_a R_a$ also negativ würde. Das ist aber nach Satz 14 in Bd. I, § 4 bei positivem Strom J_a nicht möglich. Aus dem so berechneten maximal möglichen Strom bestimmt sich rückwärts bei gegebener Gitterspannung U_g aus dem Kennlinienfeld angenähert die sich einstellende Anodenspannung U_a.

Als Beispiel werde das Kennlinienfeld von Bild 5 zugrunde gelegt. Es sei $E_a = 100$ Volt, $R_a = 100\,000\,\Omega$, also $J_{a\,max} = 1$ mA. Bei $U_g = -3$ Volt liegt $i_a = 1$ mA auf der (nicht gezeichneten)

Kennlinie für $U_a = 57$ Volt. Das muß also in erster Annäherung die Anodenspannung sein, die sich einstellt. Für diese würde sich $\frac{E_a - U_a}{R_a} = 0{,}43$ mA errechnen. Für diesen Stromwert ergibt das Kennlinienfeld in zweiter Annäherung $U_a = 51$ Volt und dafür die Rechnung $J_a = 0{,}49$ mA. Die richtigen Werte sind schließlich $U_a = 52$ Volt und $J_a = 0{,}48$ mA.

Man kann auch die ganze „*Widerstandskennlinie*“ $J_a = f(U_g)$ für $U_a = E_a - J_a R_a$ in das normale Kennlinienfeld einzeichnen. Diese geht aus der normalen Kennlinie $J_a = f(U_g)_{U_a = E_a}$ durch eine Scherung hervor, d. h. durch eine Verschiebung nach rechts um den Betrag $\Delta U_g = D J_a R_a$. Dieser Betrag wächst pro-

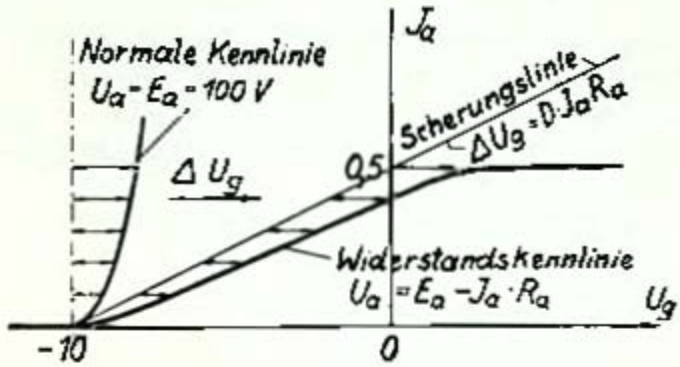

Bild 7. Konstruktion der Widerstandskennlinien aus der normalen Kennlinie durch Scherung.

portional mit J_a an, kann daher durch eine Scherungslinie dargestellt werden. Vgl. Bild 7. Mit wachsender Gitterspannung U_g wächst J_a, während die Röhrenspannung $U_a = E_a - J_a R_a$ entsprechend abnimmt. Schließlich wird nahezu $J_a = J_{a\,max} = E_a/R_a$ und $U_a \approx 0$. Das muß bei einer schwach positiven Gitterspannung U_g eintreten, die so groß sein muß, daß sie allein die für $J_{a\,max}$ erforderliche Steuerspannung $U_{st} = U_g + D U_a$ hervorruft, weil ja $U_a \approx 0$ ist. Weiter kann U_a nicht absinken, weil sonst die Elektronen nicht mehr zur Anode sondern zum Gitter fliegen würden. Daher kann auch J_a nicht weiter anwachsen. Die Widerstandskennlinie biegt daher bei schwach positiver Gitterspannung U_g horizontal um. Bei weiterer Stei-

gerung von U_g geht der größer werdende Emissionsstrom zum Gitter hinüber.

Bei großem R_a verlaufen die Widerstandskennlinien fast genau geradlinig, im wesentlichen entsprechend der Scherungslinie, selbst dann, wenn die normale Kennlinie in diesem unteren Bereich stark gekrümmt ist.

Man kann diese Widerstandskennlinien auch unmittelbar direkt experimentell durch eine Gleichstromanordnung aufnehmen, indem man die Gitterspannung U_g ändert und den Anodenstrom J_a beobachtet, der sich einstellt, wenn im Anodenkreis der Widerstand R_a liegt.

Ist für Wechselstrom kein anderer Widerstand vorhanden, ist also $\mathfrak{R}_a = R_a$, so kann man die experimentell aufgenommene Widerstandskennlinie unmittelbar zur Berechnung der Steuerwirkung heranziehen, also entsprechend (12) setzen:

$$\mathfrak{J}_a = S_w \mathfrak{U}_g;\ S_w = \frac{S}{1 + R_a/R_i} = \textit{Steilheit der Widerstandskennlinie.}$$

Die Anodenrückwirkung steckt dann schon in der verminderten Steilheit S_w. Dies setzt nur voraus, daß der Widerstand $\mathfrak{R}_a$ bei Wechselstrom wirklich gleich dem Gleichstromwiderstande R_a bleibt, der bei Aufnahme der Widerstandskennlinie verwandt wurde. Das ist aber oft nicht der Fall. Bei höheren Frequenzen bildet z. B. stets die natürliche Kapazität der Röhre einen Nebenschluß, der $\mathfrak{R}_a$ verkleinert und in der Phase ändert. *Dann gibt die Widerstandskennlinie die Wechselstromverhältnisse nicht mehr richtig wieder!* Es ist fast immer wesentlich übersichtlicher, mit den einfachen Ersatzschaltungen gemäß Bild 3 oder 4 zu rechnen, wobei dann nur Satz (13) zu beachten ist.

§ 5. Die Röhrengrößen S und D.

Aus den Ausführungen in § 3 ergibt sich, daß *das ganze Verhalten einer Röhre als Verstärker nur von zwei Röhrengrößen abhängt: der Steilheit S und dem Durchgriff D der Röhre.*

Die Steilheit S ist gleich dem Anodenkurzschlußstrom $\mathfrak{J}_k = S\mathfrak{U}_g$, bezogen auf eine Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = 1$ Volt.

Sie hat die Dimension eines reziproken Widerstandes, eines Leitwertes und wird im allgemeinen in mA/Volt angegeben. Die Röhre verstärkt um so besser, je größer ihre Steilheit S ist. — Der reziproke Durchgriff 1/D ist gleich der Anodenleerlaufspannung $\mathfrak{U}_l = \mathfrak{U}_g/D$, bezogen auf eine Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = 1$ Volt. Man pflegt daher auch wohl zu bezeichnen:

(14) $\mu = 1/D = \mathfrak{U}_l/\mathfrak{U}_g =$ *„Leerlauf-Verstärkungsfaktor"*.

μ gibt an, wie viel mal größer im günstigsten Falle (Leerlauf) die auf der Anodenseite entstehende Wechselspannung ist als die dem Gitter zugeführte Wechselspannung. D und μ sind dimensionslos, reine Verhältniszahlen. D wird meist in Prozent angegeben, während μ meist eine Zahl größer als 1 ist. Für $D = 8$ % ist z. B. $\mu = 12{,}5$. Die Röhre verstärkt um so besser, je größer $\mu = 1/D$ ist. — Man bezeichnet zweckmäßig

(15) $G_r = S/D =$ *Güte der Röhre.*

Mit ihr hängt letzten Endes immer die erreichbare Verstärkung zusammen. Denn wenn auch beim Leerlauf nur D, beim Kurzschluß nur S allein unmittelbar maßgebend ist, so kommt es doch mittelbar in beiden Fällen auch auf die andere Größe an. Leerlauf bedeutet nämlich, daß der äußere Schaltungswiderstand $\mathfrak{R}_a$ unendlich groß gegen den inneren Widerstand $R_i = 1/SD$ ist. Das ist immer nur näherungsweise zu erreichen, um so leichter, je kleiner R_i, d. h. je größer S ist. Daher ist auch beim Leerlauf neben kleinem D in zweiter Linie ein großes S von Vorteil. Ebenso wird der Kurzschluß, d. h. $\mathfrak{R}_a$ unendlich klein gegen R_i, um so leichter erreicht, je größer $R_i = 1/SD$ ist. Es kommt also im Kurzschluß zwar in erster Linie auf großes S, in zweiter Linie aber auch auf kleines D an. Bei Widerstandsanpassung $\mathfrak{R}_a = R_i$ wird

$$\mathfrak{U}_a = 0{,}50\,\mathfrak{U}_l; \quad \mathfrak{J}_a = 0{,}50\,\mathfrak{J}_k \quad \text{für} \quad \varphi_a = 0°$$
$$\mathfrak{U}_a = 0{,}71\,\mathfrak{U}_l; \quad \mathfrak{J}_a = 0{,}71\,\mathfrak{J}_k \quad \text{für} \quad \varphi_a = 90°.$$

$\mathfrak{R}_a = R_i$ ist nach Bd. I, § 16, Satz (112), Seite 150 die Bedingung für die größte Leistungsabgabe:

$$\mathfrak{N}_{a\,max} = \frac{\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a}{2} = \frac{\mathfrak{U}_i \mathfrak{J}_k}{8} = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{U}_g^2}{8} = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{U}_{g\,eff}^2}{4} \quad \text{für} \quad \varphi_a = 0^\circ$$

$$= \frac{\mathfrak{U}_i \mathfrak{J}_k}{4} = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{U}_g^2}{4} = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{U}_{g\,eff}^2}{2} \quad \text{für} \quad \varphi_a = 90^\circ$$

$$G_r = \frac{S}{D} = \frac{8\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{\mathfrak{U}_g^2} = \frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{\mathfrak{U}_{g\,eff}^2} \quad \text{für} \quad \varphi_a = 0^\circ \tag{16}$$

$$= \frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{\mathfrak{U}_g^2} = \frac{2\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{\mathfrak{U}_{g\,eff}^2} \quad \text{für} \quad \varphi_a = 90^\circ$$

Die Güte der Röhre G_r *ist gleich der 4- (bzw. 2- für* $\varphi_a = 90^\circ$*)-fachen von der Röhre maximal abzugebenden Wechselstromleistung* $\mathfrak{N}_{a\,max}$*, wenn dem Gitter eine Wechselspannung* $\mathfrak{U}_{g\,eff}$ *von 1 Volt zugeführt wird.*

Für $S = 1\,mA/Volt$, $D = 10\%$ wird z. B. $S/D = 10\,mA/Volt$; $\mathfrak{N}_{a\,max} = \frac{1}{4}\frac{S}{D}\mathfrak{U}_{g\,eff}^2 = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Watt für $\mathfrak{U}_{g\,eff} = 1$ Volt und $\varphi_a = 0^\circ$. Im Falle der größten Leistungsabgabe kommt es nur auf die Güte der Röhre, d. h. ebensoviel auf großes S wie auf kleines D an. Unter Leistung ist hier wie auch im folgenden die Scheinleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a}{2}$ verstanden. Auf diese kommt es in der Schwachstromtechnik fast ausschließlich an.

Die Bedeutung von D, S und R_i in Bezug auf die inneren Röhrenvorgänge und ihre Abhängigkeit von dem Bau der Röhren ist ausführlich in Bd. I, § 10 erörtert worden. $S = \left(\frac{\partial J_a}{\partial U_g}\right)_{U_a}$ stellt die reine Steuerwirkung der Gitterspannung, $1/R_i = \left(\frac{\partial J_a}{\partial U_a}\right)_{U_g}$ die reine Steuerwirkung der Anodenspannung auf den Anodenstrom dar. $D = -\left(\frac{\partial U_g}{\partial U_a}\right)_{J_a} = \frac{1/R_i}{S}$ ist das Verhältnis beider Steuerwirkungen. Anodenstrom J_a und Emissionsstrom J_e sind für Eingitterröhren identisch, solange der Gitterstrom J_g, wie es hier der Fall ist, durch hinreichend negative Gittervorspannung zu null gemacht ist. Die Steuerwirkung des Gitters ist um so größer, je näher das Gitter zu dem Heizdraht liegt, ferner je

länger, und in geringem Maße, je dicker der Heizdraht ist (vgl. Bd. I). Solange das Raumladungsgesetz $J_a = K'\sqrt{U_{st}^3}$ gilt, d. h. im allgemeinen, solange die „Steuerspannung" $U_{st} = U_g + DU_a$ größer als etwa 4 Volt oder der Anodenstrom J_a größer als etwa 4 mA ist, aber noch keine Sättigung eintritt, ist die Steilheit

$$S = \frac{3}{2} K' \sqrt{U_{st}} = \frac{3}{2} \cdot \sqrt[3]{K'^2} \cdot \sqrt[3]{J_a}. \tag{17}$$

Dabei ist für zylinderähnliche Anordnungen die Raumladungskonstante

$$K' = \frac{K}{(1+D)^{3/2}} = \frac{0{,}01465}{(1+D)^{3/2}\beta^2} \left(\frac{1}{r}\right)_{eff} \frac{10^{-3}\,\text{Amp}}{\text{Volt}^{3/2}}. \tag{18}$$

Für die neueren Verstärkerröhren liegt K' zwischen 0,1 und $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ (vgl. Bd. I, § 13), so daß die Steilheit S dieser Röhre für $U_{st} = 9$ Volt etwa gleich 0,45 bis 2,25 mA/Volt wird. Man beachte, daß nur die Raumladungskonstante K ausschließlich von den Röhrenabmessungen abhängt, die Steilheit S aber ebenso wie der Anodenstrom J_a selbst sich mit dem Arbeitspunkt ändern, von der Steuergleichspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ mit abhängen.

Im Gegensatz dazu ist der Durchgriff D nahezu unabhängig von den Betriebsverhältnissen, ausschließlich durch die Röhrenabmessungen bedingt. Der Durchgriff, das ist die auf die Gittersteuerwirkung bezogene Steuerwirkung der Anode, ist um so kleiner, je größer der Abstand h der Anode vom Gitter ist und je mehr das Gitter die Anode elektrostatisch abschirmt, je kleiner die Gitterlöcher, die Abstände d der Gitterdrähte voneinander sind. Es war

$$D = \frac{d}{2\pi h} \ln \frac{d}{2\pi c}; \quad (2c = \text{Durchmesser der Gitterdrähte}). \tag{19}$$

Während es technisch große Schwierigkeiten macht, die Steilheit S einer Röhre noch weiter als oben angegeben zu vergrößern, läßt sich der Durchgriff einer Röhre ohne alle Schwierigkeiten z. B. durch entsprechende Wahl der Ganghöhe d eines spiralig gewickelten Gitters beliebig groß oder klein machen. Brauchte man daher nur auf die Wechselstromverhältnisse Rücksicht zu

nehmen, so würde man am besten den Durchgriff äußerst klein machen und damit die Güte der Röhre entsprechend steigern. Derselbe Durchgriff D hat aber bei Eingitterröhren noch eine andere Funktion zu erfüllen, nämlich den Arbeitspunkt mit Hilfe der Anodengleichspannung U_a auf eine geeignete Stelle der Kennlinie zu verlegen. Beim Durchgriff $D = 0$ würde bei negativer Gitterspannung der Emissionsstrom vollständig Null, es würde in der Röhre überhaupt kein Strom zustande kommen. Damit zunächst einmal ein Anodenstrom fließt, der dann durch die Gitterwechselspannung gesteuert werden kann, muß eine hinreichend große positive Anodenspannung hinreichend stark durch das negative Gitter hindurchgreifen. Dies wird in Formeln dadurch ausgedrückt, daß die „Steuergleichspannung" $U_{st} = U_g + D U_a$ positiv sein muß. Je größer sie ist, desto größer wird der Strom J_a und desto größer wird auch seine Aussteuerung $S = \frac{\partial J_a}{\partial U_g}$ durch die Gitterwechselspannung. Diese zweite Funktion, die der Durchgriff zu erfüllen hat, erfordert also gerade einen möglichst großen Durchgriff D und steht somit im Widerspruch mit der ersten. Man muß sich daher auf eine mittlere Linie einigen (vgl. § 6).

§ 6. Die günstigsten Gleichspannungen U_a und U_g und der günstigste Durchgriff D.

a) D gegeben. Gesucht U_a und U_g. Liegt eine bestimmte Röhre mit bestimmter Kennlinie und gegebenem Durchgriff D vor, so hängt ihre Güte S/D noch von der aufgewandten Steuergleichspannung $U_{st} = U_g + D U_a$ ab, da diese den Arbeitspunkt auf der Kennlinie und damit die Steilheit S beeinflußt. Nun muß, wie in § 2 angegeben, die Gittervorspannung U_g stets negativ und größer als die Amplitude $\mathfrak{U}_g$ der Gitterwechselspannung gemacht werden. Dadurch ist der Mindestwert von U_g festgelegt. Die Anodengleichspannung U_a ist aber zunächst durch nichts bestimmt. Man kann daher den Betrag der „*Verschiebungsspannung*" $D U_a$, um den die Kennlinie ins Gebiet negativer

Gitterspannung verschoben wird[1]), beliebig groß machen und dadurch den Arbeitspunkt A bei gegebenem U_g immer höher legen, die Steilheit S immer größer machen.

(20) *Gute Verstärkung verlangt eine möglichst hohe positive Anodengleichspannung* U_a *und eine möglichst geringe negative Gittervorspannung* $-U_g$.

Theoretisch könnte man durch Steigerung von U_a die Steilheit S der Röhre unbegrenzt hoch hinauf treiben. Praktisch erreicht man aber sehr bald eine Grenze. Bei den älteren Röhren war diese durch die Sättigung gegeben. Die Röhren hatten bei einem bestimmten Arbeitspunkt eine maximale Steilheit, bei weiterer Steigerung von U_{at} wurde S kleiner. Die modernen Bariumröhren lassen sich aber unbedenklich so weit heizen, daß eine Sättigung so bald nicht eintritt. Nach (17) fordert jedoch eine a mal größere Steilheit eine a^2 mal größere Steuergleichspannung und einen a^3 mal größeren Anodengleichstrom, d. h. insgesamt einen a^6 mal größeren Leistungsaufwand.

(21) *Zur Verdopplung von* S *muß man die 32-fache, zur Verdreifachung die 243 fache Anodengleichstromleistung aufwenden.*

Die unzulässig hohe Erwärmung der Anode, die Erhöhung des Umfangs und der Kosten für die Stromquelle, die schwierige Isolation und die Lebensgefahr bei Berührung setzen praktisch der Erhöhung der Anodenspannung bald eine Grenze. *Bei Betrieb mit Batterien geht man ungern über 100 Volt, bei Netzanschlußgeräten über 200 Volt Anodenspannung hinaus.* Das sind für Schwachstromgeräte schon außergewöhnlich hohe Spannungen!

b) Gegeben U_a und $-U_g$. Gesucht D für maximale Leistung, d. h. $\mathfrak{N}_a = R_i$. Liegt umgekehrt die Höhe der Anodenspannung U_a fest und fragt sich der Röhrenfabrikant, welchen günstigsten Durchgriff er einer Röhrentype von gegebener Kennlinie etwa durch Ändern der Gitterlochweite geben soll, so sind dafür bei Eingitterröhren die beiden sich widerstreitenden Funk-

[1]) Vgl. hierzu z. B. § 2, Bild 1.

tionen des Durchgriffs in Betracht zu ziehen. Kleiner Durchgriff erhöht unmittelbar die Verstärkung 1/D bei Leerlauf, verringert aber die Verschiebungsspannung DU_a und dadurch mittelbar die Steilheit S der Kennlinie in dem verschobenen Arbeitspunkt. Die letztere bestimmt aber die Verstärkung bei Kurzschluß ($\mathfrak{R}_a \ll R_i$). Das Optimum für D hängt hiernach einerseits davon ab, in welcher Weise sich S mit der Verschiebung des Arbeitspunktes auf der Kennlinie ändert, anderseits aber auch wesentlich mit von der Art der äußeren Belastung $\mathfrak{R}_a$. Bei großem $\mathfrak{R}_a$ (Leerlauf) ist die Verkleinerung von D wichtiger als die Vergrößerung von S; bei kleinem $\mathfrak{R}_a$ (Kurzschluß) ist es umgekehrt. Häufig kann man freilich $\mathfrak{R}_a$ durch Wahl der Bewicklung oder durch Zwischenschalten eines Transformators (vgl. Bd. I, § 17) in weiten Grenzen ändern und so die für die Leistungsabgabe günstigste *Widerstandsanpassung* $\mathfrak{R}_a = R_i = 1/SD$ bei beliebigem D herstellen. Dieser Fall sei zunächst behandelt.

Es kommt dann nach § 5 darauf an, die Güte der Röhre S/D möglichst groß zu machen. Für die theoretische Raumladungsformel $J_a = K' \sqrt{(U_g + DU_a)^3}$ wird

$$S/D = \frac{3}{2}\frac{K'}{D}\sqrt{U_g + DU_a} \tag{22}$$

ein Maximum für $D_{opt} = -\frac{2U_g}{U_a}$

d. h. für eine Verschiebungsspannung $D_{opt}U_a = -2U_g$ *und eine Steuerspannung* $U_{st} = \frac{1}{2}DU_a = -U_g$ [1].

(U_g ist negativ!) Es wird dann

[1]) Genau genommen ändert sich $K' = K/(1 + D)$ auch mit D. Für D_{opt} erhält man dann statt der obigen Gleichung

$$-\frac{U_g}{U_a} = D\frac{1}{2}$$

die Gleichung

$$-\frac{U_g}{U_a} = D\frac{1 + 3D/(1 + D)}{2 + 3D/(1 + D)},$$

aus der sich ein etwas kleiner Wert für das optimale D ergibt. Da die Raumladungsformel praktisch nur angenähert erfüllt ist, lohnt es sich nicht, das optimale D_{opt} dieser genaueren, aber in Bezug auf D sehr unübersichtlichen Formel zu berechnen.

$$(23) \qquad (S/D)_{max} = \frac{8\,\mathfrak{N}a_{max}}{U_g^2} = \frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{U_{g\,eff}^2} = \frac{3K'}{4}\,\frac{U_a}{\sqrt{-U_g}}.$$

Man sieht hier deutlich, wie viel es in erster Linie auf eine hohe Anodenspannung U_a und in zweiter Linie auf eine geringe negative Gittervorspannung $-U_g$ ankommt. Für kleine Steuerspannungen U_{st}, d. h. nach (22) für kleine negative Gittervorspannung $-U_g$ gilt freilich die Raumladungsformel durchaus nicht mehr. Das Optimum ist dann am besten an Hand der Steilheitskurve $S = f(U_{st})$ graphisch zu finden (Bild 8). Diese

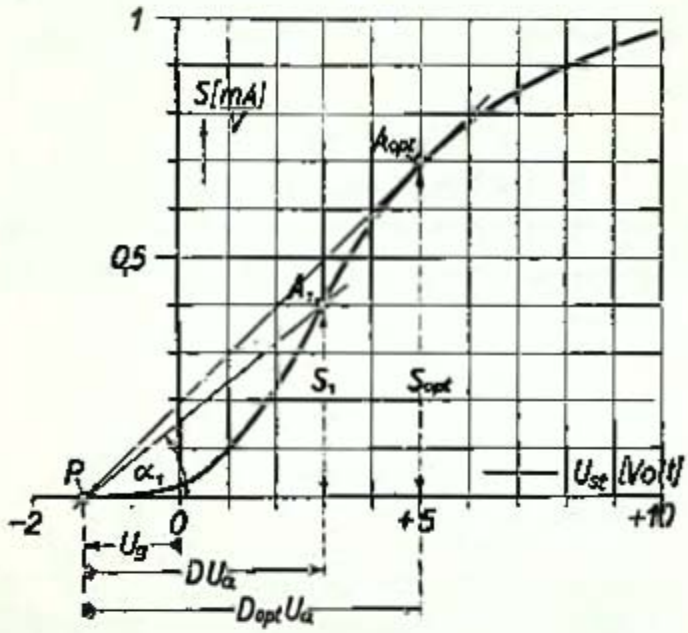

Bild 8. Konstruktion des günstigsten Arbeitspunktes A_{opt} aus der Steilheitskurve.

steigt in der Nähe von $U_{st} = 0$ stets langsam, positiv gekrümmt an, während die theoretische Kurve eine Parabel mit senkrechtem Anstieg und negativer Krümmung bei $U_{st} = 0$ ergibt. Um die Steuerspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ zu finden, muß man zunächst nach links die gegebene negative Gittervorspannung U_g abtragen (Punkt P), von da aus nach rechts die mit D veränderliche Verschiebungsspannung DU_a. Bei gegebenem U_a ist nun S/D dort am größten, wo S/DU_a am größten ist, d. h. wo eine von P aus gezogene Gerade, die der Gleichung $S/DU_a =$

$\operatorname{tg}\alpha = \text{konst.}$ entspricht, die S-Kurve möglichst steil schneidet, ein möglichst großes α hat. Das ist im Punkte A_{opt} der Fall, wo die Gerade von P aus die S-Kurve tangiert. Nach Bild 8 ergibt sich bei $U_g = -2$ Volt das Optimum für $U_{st} = 5$ Volt also $D_{opt}U_a = 2 + 5 = 7$ Volt. Das ist erheblich größer als $-2U_g$ nach (22). Das Optimum liegt immer hinter dem Wendepunkt, den die tatsächliche S-Kurve zu Anfang stets hat. Bei Röhren mit Sättigung liegt das Optimum ferner stets erheblich tiefer als das Maximum der S-Kurve, d. h. erheblich tiefer als die steilste Stelle der Kennlinie. Für die in Bild 8 gekennzeichnete Röhre ergeben sich für verschiedenes $-U_g$ und U_a die folgenden optimalen Werte:

Tafel I.

Gegeben: Wechselspannung U_g; Gleichspannungen U_a und U_g (verschiedene Werte angenommen). $S = f(U_{st})$ aus Bild 8.

Bedingung: Maximale Leistung $\mathfrak{N}_a$, d. h. stets $\mathfrak{R}_a = R_i = 1/SD$ gemacht.

Gesucht: Günstigster Durchgriff D der Röhre.

Für U_g	$= 0$	-1	-2	-5	-10	Volt	
wird $U_{st\,opt}$	$= 3{,}6$	4	5	6	8	Volt	
S_{opt}	$= 0{,}50$	0,58	0,70	0,78	0,90	mA/Volt	
$D_{opt}U_a$	$= 3{,}6$	5	7	11	18	Volt	
D_{opt}	$= 3{,}6$	6	7	11	18	% für $U_a = 100$ Volt	
D_{opt}	$= 1{,}8$	2,5	3,5	5,5	9	%	für $U_a =$ 200 V
$\mathfrak{N}_g/U_{g\,eff}^2 = {}^1/_4(S/D)_{opt}$	$= 6{,}9$	5,7	5,0	3,5	2,5	mWatt/V_{eff}^2	
$\mathfrak{R}_a = R_{i\,opt} = \left(\frac{1}{SD}\right)_{opt}$	$= 110$	70	41	23	12	$\times 1000$ Ohm	

Für $U_g = -2$ Volt und $U_a = 200$ Volt kann man hiernach bei der betreffenden Röhrentype für $\varphi_a = 0^0$ gemäß (16) maximal eine Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = 5{,}0$ mWatt für 1 Volt effektive Gitterwechselspannung $U_{g\,eff}$ erzeugen. Man muß dazu den Durchgriff der Röhre $D = 3{,}5\,\%$ groß machen und den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ auf 41 000 Ohm bringen. Es wird dann $U_{a\,eff} = 1/2D = 14{,}3$ Volt; $\mathfrak{J}_{a\,eff} = S/2 = 0{,}35$ mA für $U_{g\,eff} = 1$ Volt. Für $U_a = 100$ Volt wird D_{opt} doppelt so groß, die Leistungen und Widerstände halb so groß.

Die Amplitude der dem Gitter zugeführten Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ kann praktisch bis auf den Wert der negativen Gittervorspannung U_g gesteigert werden, ohne daß sich an den Werten der Tafel I etwas ändert. Wie in § 11 gezeigt wird, treten dann nur geringe Verzerrungen in der Kurvenform auf, die durch den „Klirrfaktor" k gekennzeichnet werden können. Unter der Annahme einer Raumladungskennlinie wird im vorliegenden Fall, d. h. für $\mathfrak{R}_a = R_i$ und $\mathfrak{U}_{st} = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_g$

$$(24) \qquad k = \frac{1}{8}\frac{\mathfrak{U}_{st}}{U_{st}}\frac{1}{1+\mathfrak{R}_a/R_i} = \frac{1}{32}\frac{\mathfrak{U}_g}{U_{st}} \quad \text{für} \quad \varphi_a = 0°.$$

Für $\mathfrak{U}_g = -U_g = 10$ Volt wird z. B. $U_{st\,opt} = 8$ Volt, also $k = \frac{1}{32}\cdot\frac{10}{8} = 3{,}9\,\%$. Das ist für die meisten Anwendungen noch hinreichend klein. Es wird dann für $U_a = 200$ Volt nach Tafel I eine Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = 2{,}5\cdot\frac{10^2}{2} = 125$ m Watt $= \frac{1}{8}$ Watt von der Röhre an die äußeren Schaltelemente mit dem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ abgegeben. Man erkennt aus den zusammengehörigen Werten für $\mathfrak{R}_a/\mathfrak{U}_{g\,eff}^2$ und U_g in Tafel I daß mit wachsendem $-U_g$ und D zwar der Verstärkungsgrad, die relative Leistung je Volt, immer kleiner wird, daß aber die bei voller Aussteuerung $\mathfrak{U}_g = -U_g$ maximal abgebbare absolute Leistung erheblich zunimmt. Das letztere wird in dem Abschnitt B, Kraftverstärker noch weiter ausgeführt werden.

c) Gegeben U_a und $-U_g$; ferner $\mathfrak{R}_a$ = konst. und $R_a = 0$. Gesucht D. Bisher war angenommen, daß der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ immer mit verändert, immer gleich R_i gemacht würde. Es ist aber auch der Fall wichtig, daß der äußere Schaltungswiderstand $\mathfrak{R}_a$ fest gegeben ist, daß er insbesondere nicht über einen bestimmten hohen Wert gesteigert werden kann. Dann folgt aus den etwas umgeschriebenen Formeln (6) und (7)

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{R}_a}\frac{1}{D+1/S\mathfrak{R}_a}; \qquad \mathfrak{U}_a = -\mathfrak{U}_g\frac{1}{D+1/S\mathfrak{R}_a},$$

daß es nur darauf ankommt, den Ausdruck $D + 1/S\Re_a$ möglichst klein zu machen. Wählt man eine Röhre mit kleinerem Durchgriff D, so wird bei gegebenem $-U_g$ und U_a der Arbeitspunkt tiefer rücken, daher S kleiner werden. Das letztere macht fast nichts aus, solange $1/S\Re_a \ll D$ ist, dagegen sehr viel, sobald $D \ll 1/S\Re_a$.

(25) *Der günstigste Durchgriff bei gegebenem $\Re_a$ liegt daher ungefähr da, wo $D = 1/S\Re_a$, d. h. $R_a = 1/SD = R_i$ ist.*

Man muß also gewissermaßen die Röhre an die Schaltung bezüglich der Widerstände anpassen. Dabei sind S und R_i an dem von D, $-U_g$ und U_A abhängigen Arbeitspunkt zu nehmen. S ist also als Funktion von D zu betrachten und das Minimum von $D + 1/S\Re_a$ liegt genauer da, wo

$$(26) \qquad 1 - \frac{1}{S^2\Re_a}\frac{dS}{dD} = 0 \quad \text{oder} \quad \Re_a = R_i \frac{D}{S}\cdot\frac{dS}{dD}$$

ist. Wie aus der Konstruktion von Bild 8 folgt, ist dort für den Arbeitspunkt A_{opt} gerade $\frac{dS}{dD} = \frac{S}{D}$. Ist also $\Re_a$ gerade gleich dem von $-U_g$ und U_a abhängigen $R_{i\,opt}$ der Röhre, das aus Tafel I entnommen werden kann, so ist auch $D = D_{opt}$ aus Tafel I zu wählen. Ist $\Re_a$ größer, muß D kleiner gemacht werden, so daß der Arbeitspunkt beispielsweise nach A_1 in Bild 8 rückt. Dort ist die Tangente $\frac{dS}{dDU_a}$ steiler als die Linie PA_1 mit $\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{S}{DU_a}$. Das Optimum liegt also nach (26) bei $R_i < \Re_a$. Der Durchgriff ist nicht so weit zu verkleinern als es Satz (25) entspricht. Das Umgekehrte ist der Fall, wenn $\Re_a$ kleiner als das sich aus Tafel I ergebende $R_{i\,opt}$ ist. Der nach Satz (25) berechnete günstigste Durchgriff ist in beiden Fällen so zu korrigieren, daß sich D mehr dem D_{opt} der Tafel I nähert. — Ist $\Re_a$ nicht, wie bisher angenommen, phasenrein, besteht es z. B. aus einer Induktivität oder Kapazität ($\varphi \approx 90°$), so ändert sich praktisch kaum etwas. Es ist dann das Minimum von $\sqrt{D^2 + (1/S|\Re_a|)^2}$ zu bilden, für das sich ergibt

$$(27) \qquad |\Re_a| = R_i \sqrt{\frac{D}{S}\frac{dS}{dD}}$$

Der Korrekturfaktor zu $|\mathfrak{R}_a| = R_i$ ist hier also näher an 1 als in (26), D nähert sich etwas weniger an D_{opt} aus Tafel 1 an.

Das genauere Minimum für $D + 1/S\mathfrak{R}_a$ bei gegebenem $\mathfrak{R}_a$ findet man am besten durch Probieren. Man berechnet für eine Anzahl Werte von D die Steuerspannung $U_{st} = U_g + D\,U_a$, entnimmt dazu aus der Kurve von Bild 8 die S-Werte und berechnet $1/S\mathfrak{R}_a$. Dann sieht man zu, für welchen der angenommenen D-Werte der Ausdruck $D + 1/S\mathfrak{R}_a$ am kleinsten wird. Aus solchen Aufstellungen sind die folgenden günstigsten Werte gefunden worden:

Tafel II.

Gegeben: Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$. Gleichspannungen $U_g = -2$ Volt; $U_a = 200$ Volt; Gleichstromwiderstand $R_a = 0$; Wechselstromwiderstand $\mathfrak{R}_a$ (verschiedene Werte angenommen) phasenrein. $S = f(U_{st})$ aus Bild 8.

Bedingung: Maximales $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{R}_a$.

Gesucht: Günstigster Durchgriff D der Röhre.

$\mathfrak{R}_a =$	10^4	41000	10^5	10^6	10^7	∞	Ohm
$D_{opt} =$	5	3,5	3,1	1,8	1,2	1,0	%
$1/S_{opt}\mathfrak{R}_a =$	11,1	3,5	1,6	0,6	0,2	0	%
$(\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g)_{max} =$	6,2	14,2	21	42	71	100	-fach
$(\mathfrak{J}_a/\mathfrak{U}_g)_{max} =$	620	350	210	42	7,1	0	10^{-6}A/V
$(\mathfrak{R}_a/\mathfrak{U}_{geff}^2)_{max} =$	3,9	5	4,4	1,8	0,5	0	10^{-3}W/V^2

Man sieht hier die Ungleichheit von D und $1/S\mathfrak{R}_a$, d. h. von $\mathfrak{R}_a$ und R_i mit Ausnahme des Wertes für $\mathfrak{R}_a = 41000$ Ohm, der mit dem aus Tafel I übereinstimmt. Trotz der großen Unterschiede in $\mathfrak{R}_a$ weichen die Werte von D_{opt} nicht sehr viel von 3,5 %, dem Wert aus Tafel I ab. Der Wert $D_{opt} = 1\,\% = -U_g/U_a$ ist eine theoretische Grenze, für die $U_{st} = U_g + D\,U_a = 0$ wird, also auch $S = 0$ werden sollte. Das trifft aber praktisch nicht zu. Vgl. später unter d. — Die vierte Zeile zeigt, wie die maximal mögliche „Spannungsverstärkung" $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g$ bei jeweils günstigst gewähltem Durchgriff der Röhre sich mit dem Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ ändert. — Eine formelmäßige Berech-

nung von D_{opt} ist für großes $\mathfrak{R}_a$ unmöglich, da die S-Kurve gerade in dem unteren Bereich sehr unregelmäßig und für verschiedene Röhren sehr verschieden verläuft. Selbst die Konstruktion aus Bild 8 ist nicht ganz eindeutig, weil der Durchgriff D längs der Kennlinie nicht konstant ist, unten oft um 20 % und mehr größer ist als oben. (Vgl. Bd. I, Bild 39, Seite 86.) Der Begriff der Steuerspannung U_{st}, die Zurückführung der Kennlinienschar auf eine einzige Kennlinie, setzt aber konstantes D voraus.

Auch hier gelten die Werte noch etwa bis zu einer Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = -U_g = 2$ Volt. Der die Verzerrungen kennzeichnenden Klirrfaktor

$$k \approx \frac{1}{8}\,\frac{\mathfrak{U}_g}{U_{st}}\,\frac{1}{(1+\mathfrak{R}_a/R_i)^2}$$

bleibt hier sehr klein, weil für die Werte links in Tafel II die die Steuergleichspannung $U_{st} = DU_a - 2$ wesentlich größer als $\mathfrak{U}_g = 2$ Volt bleibt, während für die Werte rechts $\mathfrak{R}_a/R_i = D \cdot S_{opt}\mathfrak{R}_a$ groß wird. Hier in der Nähe des Nullpunktes weicht die Kennlinie freilich meist erheblich von der theoretischen Raumladungskennlinie ab, so daß die obige Formel für k zu kleine Werte ergibt. — Für $\mathfrak{U}_g = 2$ Volt wird die maximale Amplitude der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ gleich dem doppelten der in Zeile 4 stehenden Werte. Im theoretischen Grenzfalle für $\mathfrak{R}_a = \infty$ wird $\mathfrak{U}_a = U_a$. Die Anodenspannung u_a an der Röhre sinkt dann zeitweise bis auf Null herunter.

d) Gegeben E_a und $-U_g$. Gesucht entweder $\mathfrak{R}_a = R_a$ für D = konst. oder D für $\mathfrak{R}_a = R_a$ = konst.

Es wurde bisher vorausgesetzt, daß die Anodengleichspannung U_a an der Röhre unverändert gegeben sei. Tatsächlich ist aber die Betriebsspannung E_a gegeben, von der sich U_a um den Spannungsabfall $J_a R_a$ in dem Gleichstromwiderstand R_a unterscheidet. Ist dieser wie bei Drosselspulen und dgl. klein, so bedingt dies nur eine unbedeutende Korrektur. Ist aber R_a groß, so ist zu berücksichtigen, daß sich U_a mit J_a und im allgemeinen auch mit $\mathfrak{R}_a$ ändert. Der praktisch wichtigste Fall ist der, daß $R_a = \mathfrak{R}_a$ ist, daß im Anodenkreise ein reiner ohm-

scher Widerstand liegt, der für Gleich- und Wechselstrom denselben Wert hat. Dieser Fall liegt besonders bei der in § 29b besprochenen Zwischenschaltung mit Widerstandskopplung vor, bei dem die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ unmittelbar ohne Transformation dem Gitter der folgenden Röhre zugeführt wird. Es kommt dann nur auf eine möglichst hohe Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ an, während der Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ gleichgültig ist. Man muß dann natürlich R_a möglichst groß machen.

Es entsteht zunächst die Frage, ob es ein Maximum für R_a gibt. Denn durch Vergrößern von R_a wird auch der Spannungsabfall $J_a R_a$ größer, dadurch $U_a = E_a - J_a R_a$ kleiner, also der Arbeitspunkt auf der Kennlinie tiefer nach unten verlegt, wo die Röhre ungünstiger arbeitet. Es soll

$$\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_g \frac{1}{D + 1/S R_a} = \mathfrak{U}_g \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_a} \tag{28}$$

bei gegebenem $\mathfrak{U}_g$ ein Maximum werden. Durch die Veränderung des Arbeitspunktes ändert sich aber S und $R_i = 1/SD$ mit R_a. Diese Verhältnisse lassen sich am besten durch die Darstellung in Bild 9 veranschaulichen. Hier ist die Kennlinie $J_a = f(U_a)$, d. h. nicht wie sonst üblich, J_a als Funktion der Gitterspannung, sondern als Funktion der Anodenspannung aufgetragen. Sie hat praktisch dieselbe Form wie die (J_a, U_g)-Kennlinie, nur mit 1/D mal größeren Werten für die Spannungen auf der Abszisse. Ihr theoretischer Anfangspunkt liegt bei $U_a = -U_g/D$. Denn dort ist die Steuerspannung $U_{st} = U_g + D U_a$ gleich null. Bei $E_a = 100$ Volt würde sich ohne Widerstand R_a der Arbeitspunkt A_0 mit $U_a = E_a$ einstellen.

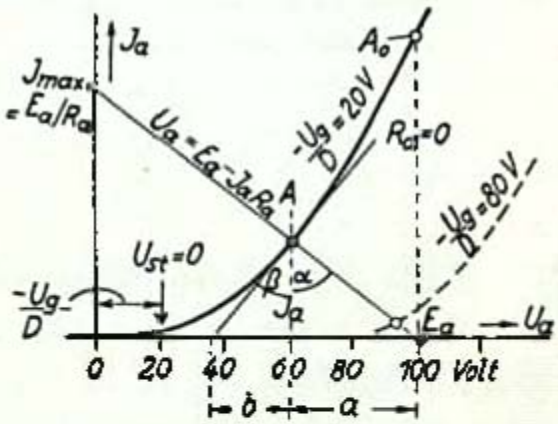

Bild 9. Konstruktion des Arbeitspunktes A aus der Widerstandsgeraden und der $(J_a U_a)$-Kennlinie.

Mit Widerstand gibt die „Widerstandsgerade" $U_a = E_a - J_a R_a$ den Zusammenhang zwischen U_a und J_a an. Ihr Schnittpunkt mit der Kennlinie ist der sich einstellende Arbeitspunkt A. Nun ist $R_a = -\frac{\Delta U_a}{\Delta J_a}$ auf der Widerstandsgeraden. Daher ist

$$R_a = \operatorname{tg}\alpha = \frac{a}{J_a}.$$

Ferner ist $R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta J_a}$ auf der Kennlinie. Daher ist

$$R_i = \operatorname{tg}\beta = \frac{b}{J_a}.$$

Folglich wird

$$(29)\quad R_i/R_a = \frac{\operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{b}{a};\quad 1 + R_i/R_a = \frac{a+b}{a};\quad \frac{U_a}{U_g} = \frac{1}{D}\,\frac{a}{a+b}.$$

Macht man R_a größer, so dreht sich die Widerstandsgerade um den Punkt E_a nach unten. Der Arbeitspunkt A rückt dann auf der Kennlinie dem Nullpunkt zu. Dadurch wird a größer, b kleiner, also R_i/R_a kleiner. Ganz unten auf der Kennlinie gilt schließlich das Anlaufstromgesetz, die Kennlinie ist eine Exponentialfunktion (vgl. Bd. I, § 4). Es ist

$$(30)\quad J_a = J_0 e^{\frac{U_g + D U_a}{E_T}};\quad \frac{dJ_a}{dU_a} = \frac{DJ_a}{E_T} = 1/\operatorname{tg}\beta = \frac{J_a}{b}$$

also

(31) $b = E_T/D = \text{konst.}$ (E_T = Temperaturspannung $\approx 0{,}15$ Volt).

b wird also auch ganz unten auf der Kennlinie nicht wieder größer. Daraus folgt:

(32) *Es gibt kein Optimum für* R_a. *Je größer* R_a, *desto größer die Spannungsverstärkung* U_a/U_g. *Praktisch macht aber eine Vergrößerung von* R_a *nichts mehr aus, sobald der Spannungsabfall* $a = J_a R_a$ *groß gegen* $b \cong E_T/D$ *geworden ist; Im Anlaufstromgebiet wird* $\frac{U_a}{U_g} = \frac{1}{D + E_T/J_a R_a}$.

Fragt man weiter nach dem günstigsten Durchgriff D bei gegebenem R_a, so muß dieser wieder ungefähr so groß gewählt werden, daß das von D abhängige R_i der Röhre gleich R_a wird.

Je größer R_a, desto kleiner D_{opt}. Es sind nahezu die gleichen Verhältnisse wie bei gegebenem $\mathfrak{R}_a$, die unter c) besprochen wurden. Der schädliche Gleichstrom-Spannungsabfall $R_a J_a$ bedingt, daß das Optimum bei etwas kleinerem R_a oder etwas größerem R_i, d. h. kleinerem D liegt. Bei sehr großem R_a rückt der günstigste Arbeitspunkt auch hier so tief herunter, daß J_a sehr klein wird. Daher kommt das merkwürdige Ergebnis, daß es gerade bei sehr großem $\mathfrak{R}_a$ nicht viel ausmacht, ob der Gleichstromwiderstand $R_a = 0$ oder $R_a = \mathfrak{R}_a$ ist, d. h. ob man den Anodenstrom durch eine gleichstromdurchlässige Drosselspule oder durch einen Ohmschen Widerstand abriegelt. Eine Grenze für D_{opt} sollte in beiden Fällen da liegen, wo ungefähr

$$D = -\frac{U_g}{U_a}, \text{ d. h. } U_{st} = U_g + D U_a = 0 \tag{33}$$

wird. Nach der Raumladungsformel sollte hier $J_a = 0$ und $S = 0$ werden, also überhaupt keine Verstärkung mehr möglich sein. Praktisch fließt aber dort meist noch ein merklicher Strom mit einer nicht unbeträchtlichen Steilheit. Der Grund liegt teils in dem Anlaufstrom, der auch noch bei schwach negativem U_{st} vorhanden ist, teils in den Kontaktpotentialen, teils in einem ungleichmäßigen Durchgriff gerade am Anfang der Kennlinie (vgl. Bd. I, Bild 35, S. 79). Man rechnet fälschlich mit dem D der oberen Kennlinie, statt mit dem größeren unteren D! Die durch (33) gegebene Grenze ist daher praktisch meist noch verwendbar.

Bei sehr großen Widerständen R_a rückt der Arbeitspunkt zwangläufig stets in das Anlaufstromgebiet. Dies erstreckt sich bei Röhren mit stärkeren Sättigungsströmen bis etwa $J_a = 20 \cdot 10^{-6}$ A. Ist also schon der größtmögliche Strom $J_{a\,max} = E_a/R_a$ kleiner als $20 \cdot 10^{-6}$ A, ist also z. B. bei $E_a = 200$ Volt R_a größer als $10 \cdot 10^6$ Ohm, so arbeitet man stets im Anlaufstromgebiet. Da hier eine ganz kleine Änderung der Steuerspannung $U_{st} = U_g + D U_a$ um den Betrag $E_T \approx 0{,}16$ Volt den Strom schon um das $\varepsilon = 2{,}718$fache ändern würde, die Größenordnung des Stromes aber durch E_a und R_a festliegt,

muß praktisch immer $U_{st} = 0$ sein, d. h. es muß sich der Strom so einstellen, daß infolge des Spannungsabfalles $J_a R_a$ an der Röhre eine Anodenspannung $U_a = -U_g/D$ besteht. Es ist dann

$$a = J_a R_a = E_a - U_a = E_a - U_g'/D; \qquad b = E_T/D$$

($U_g' = -U_g$ ist der *positive* Betrag der negativen Gittervorspannung)

$$\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\,\frac{a}{a+b} = \mathfrak{U}_g\,\frac{DE_a - U_g'}{D\,(DE_a - U_g' + E_T)}$$

$\mathfrak{U}_a$ wird ein Maximum für

$$D_{opt} = \frac{U_g' + \sqrt{U_g' E_T}}{E_a}. \tag{34}$$

Dafür wird

$$\left\{\begin{aligned} &\mathfrak{U}_{a\,max} = \mathfrak{U}_g\,\frac{E_a}{U_g' + 2\sqrt{U_g' E_T} + E_T} = \mathfrak{U}_g\,\frac{E_a}{(\sqrt{U_g'} + \sqrt{E_T})^2} \\ &\left(\frac{a}{b}\right)_{opt} = \left(\frac{R_a}{R_i}\right)_{opt} = \sqrt{\frac{U_g'}{E_T}};\quad a_{opt} = (J_a R_a)_{opt} = \frac{E_a}{1 + \sqrt{U_g'/E_T}}. \end{aligned}\right. \tag{35}$$

Für $E_a = 200$ Volt und $E_T = 0{,}16$ Volt ergeben sich hiernach folgende theoretischen Werte.

Tafel III.

$-U_g = U_g' =$	0	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	Volt
$D_{opt} =$	0	0,39	0,7	1,28	1,83	2,4	%
$1/D_{opt} =$	∞	256	142	78	55	42	fach
$\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g =$	1250	164	102	62,5	44,5	34,8	fach
$(J_a R_a)_{opt} =$	200	72,4	57,3	43,9	37,6	33,3	Volt
$R_{a\,min} =$	10	3,62	2,86	2,19	1,88	1,67	$\cdot 10^6$ Ohm

Für $E_a = 100$ Volt würde D_{opt} doppelt so groß, $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g$ halb so groß. — Die Werte $R_{a\,min}$ sind die aus $(R_a J_a)_{opt}$ berechneten Mindestwerte, die $J_a = 20 \cdot 10^{-6}$ A ergeben. Bei kleineren Werten würde J_a größer werden, das Anlaufstromgesetz nicht mehr gelten. Bei größeren Werten von R_a wird J_a entsprechend kleiner, ohne daß sich sonst praktisch irgend etwas ändert.

Im Anlaufstromgebiet wird nach § 11 der Klirrfaktor

$$k = \frac{1}{4}\,\frac{\mathfrak{U}_{st}}{E_T}\,\frac{1}{1 + \mathfrak{R}_a/R_i}.$$

Setzt man hierin die Werte aus (34) und (35) ein, so wird

$$(36)\quad k = \frac{1}{4}\,\frac{\mathfrak{U}_a}{E_a}, \quad \text{oder} \quad \mathfrak{U}_a = 4\,k\,E_a (= 0{,}2\ E_a \quad \text{für} \quad k = 5\,\%).$$

Die in Rücksicht auf Verzerrungen (k) maximal zulässige erzeugte Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ ist bei Einstellung auf maximale Verstärkung nur von der Betriebsspannung E_a abhängig. Für die Werte der Tafel III und für $k = 5\,\%$ darf z. B. immer so weit ausgesteuert werden, daß $\mathfrak{U}_a = 40$ Volt wird. Für $U_g = -4$ Volt ist dazu eine 34,8 fach kleinere Spannung am Gitter, also $\mathfrak{U}_g = 1{,}15$ Volt erforderlich, während für $U_g = -0{,}5$ Volt schon eine 164 fach kleinere Spannung, also $\mathfrak{U}_g = 0{,}244$ Volt ausreicht.

Die in Tafel III berechneten Werte geben die experimentell ermittelten Verhältnisse im ganzen recht gut wieder, wenn man bedenkt, daß gerade bei kleinen Steuerspannungen Kontaktpotentiale, Änderungen des Durchgriffs und unvollkommene Isolation merkliche Abweichungen hervorrufen können. Bei $U_g = -2$ Volt hat man bei $E_a = 200$ Volt tatsächlich etwa 60fache Spannungsverstärkung $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g$ erreicht. Bei $U_g = 0$ Volt ist es Ardenne[1]) sogar gelungen, unter Anwendung einer Eingitterröhre mit $D = 0{,}15\,\%$ eine 360fache Spannungsverstärkung herzustellen. Bild 10 zeigt die dabei aufgenommene Widerstandskennlinie $i_a = f(u_g)$ für $u_a = E_a - i_a R_a$ mit $E_a = 200$ Volt und $R_a = 5 \cdot 10^6$ Ohm. Man entnimmt hieraus für $\mathfrak{U}_g = 0{,}1$ Volt: $\mathfrak{J}_a = 7{,}2 \cdot 10^{-6}$ A; folglich $\mathfrak{U}_a = -R_a \mathfrak{J}_a = 36$ Volt und $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g = 360$fach. Infolge Fehlens der negativen Gittervorspannung floß hier aber schon ein Gitterstrom

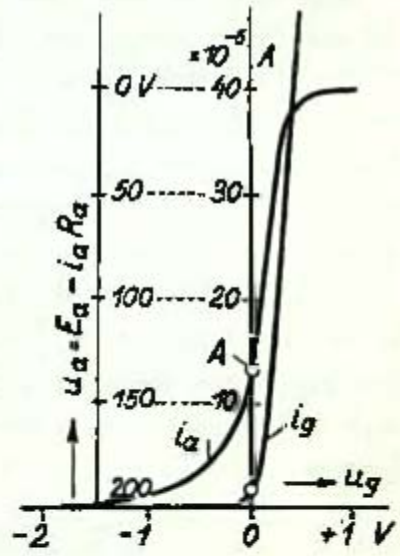

Bild 10. Widerstandskennlinie einer Spezialröhre.

[1]) M. von Ardenne, Jahrb. d. Drahtl. Tel. 34, 162; 1929.

$i_g = 1{,}3 \cdot 10^{-6}$ A, der für die Gitterwechselspannung einen wirksamen Widerstand von nur 77 000 Ohm darstellte. Es war also hier ein nicht unbeträchtlicher Leistungsaufwand zum Steuern erforderlich. Der beim Steuern verbrauchte Gitterwechselstrom $\mathfrak{J}_g = \mathfrak{U}_g/77\,000$ war nur 5,5 mal kleiner als der erzeugte Anodenwechselstrom $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{U}_a/R_a = 360\,\mathfrak{U}_g/5 \cdot 10^6$, die Stromverstärkung also nur 5,5fach! Bei positiver Gittervorspannung könnte man ja auch bei $D = 0$ eine endliche Steilheit S erreichen und dadurch eine Anodenspannung $\mathfrak{U}_a = S\mathfrak{U}_g \cdot R_a$ herstellen, die mit wachsendem R_a unbegrenzt wachsen würde. Die Verhältnisse würden dann in Bezug auf die Anodenseite ähnlich wie bei den Schirmgitterröhren liegen (vgl. § 7). In Bezug auf die Gitterseite würde aber der bei positivem Steuergitter einsetzende Gitterstrom in den meisten Fällen von großem Nachteil sein.

Man erkennt aus Tafel III, wie alles darauf ankommt, die negative Gittervorspannung U_g so niedrig wie möglich zu halten. Praktisch ist mit kleinem U_g und dementsprechend kleinem Durchgriff D freilich der Nachteil verbunden, daß dann schon durch ganz kleine Schwankungen in U_g, wie sie z. B. leicht durch die Änderung eines Kontaktpotentials eintreten können, der Arbeitspunkt außerhalb des steilsten Stückes der Widerstandskennlinie verlagert wird. In dem in Bild 10 dargestellten Fall mußte die Spannung $U_g = 0$ auf wenige Zehntel Volt genau einreguliert werden, weil nach links die Steilheit der Kennlinie stark abnimmt, nach rechts sogleich ein kräftiger Gitterstrom einsetzt.

§ 7. Mehrgitterröhren.

Die Schwierigkeiten, die beiden sich widerstreitenden Funktionen des Durchgriffs, nämlich große Verschiebungsspannung $D\mathfrak{U}_a$ und kleine Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$, bei Eingitterröhren gleichzeitig zu befriedigen, lassen sich dadurch umgehen, daß man den Röhren zwei Gitter gibt, von denen das eine die eine, das andere die andere Funktion übernimmt. Das eine Gitter ist das „Steuergitter", dem die zu verstärkende Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ zugeführt wird und das dadurch den Anoden

strom J_a steuert, einen Anodenwechselstrom $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_g$ erzeugt. Es erhält eine negative Vorspannung $-U_g > \mathfrak{U}_g$, um den Gitterstrom und damit die zum Steuern erforderliche Leistung dauernd auf null zu halten. Das andere Gitter ist das „Verschiebungsgitter", das lediglich die zweite Funktion zu erfüllen hat, den Arbeitspunkt der Kennlinie $J_a = f(U_g)$ auf eine Stelle großer Steilheit S zu verschieben. Es erhält zu diesem Zwecke eine konstante positive Spannung U_v und verschiebt dadurch das mittlere Potential in der Fläche des Steuergitters um den Betrag $D_{vg}U_v$ [1]), so daß trotz negativer Gitterspannung Elektronen durch die Gitterfläche (die Gitterlöcher) hindurchtreten können. Das Verschiebungsgitter erfüllt also die Funktion, die vorher der Anode zukam. Die Anodenspannung U_a ruft jetzt auch noch eine Verschiebung $D_{ag}U_a$ der

„Steuergleichspannung" $U_{st} = U_g + D_{vg}U_v + D_{ag}U_a$

hervor, die aber bei genügend großem $D_{vg}U_v$ überflüssig wird. Man kann dann D_{ag}, die Einwirkung der Anodenspannung auf die (J_aU_g)-Kennlinie, beliebig klein machen. Dann wird auch die für den Wechselstrom schädliche Anodenrückwirkung $D_{ag}\mathfrak{U}_a$, die der Steuerwirkung der Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ entgegen gerichtet ist und sie zum Teil aufhebt, beliebig klein, der innere Widerstand R_i der Röhre in Bezug auf den Anodenwechselstrom beliebig groß. Für die bauliche Anordnung ergibt sich hiernach folgende Richtlinie:

(37) *Die Steuerwirkung des Verschiebungsgitters auf den Anodenstrom muß möglichst groß, die Steuerwirkung der Anode möglichst klein gemacht werden.*

Wenn das Verschiebungsgitter eine konstante Spannung erhält, die keine Schwankungen macht, — das kann durch einen hin-

[1]) Vgl. Bd. I, § 12. Dort wurden die Gitter nach ihrer baulichen Reihenfolge von der Kathode zur Anode mit g_1 und g_2 bezeichnet, hier nach ihrer technischen Funktion mit g und v. Es kann sowohl g mit g_1 und v mit g_2 identisch sein als auch umgekehrt g mit g_2 und v mit g_1, wie sogleich gezeigt wird. D_{vg} ist im ersten Falle gleich D_1, im zweiten Falle gleich D_{11}.

reichend kleinen Widerstand der Spannungsquelle leicht erreicht werden — ist von ihm aus nur eine Verschiebung des Gleichstromes, keine Einwirkung auf den Wechselstrom zu erwarten.

Grundsätzlich ist es gleichgültig, auf welcher Seite des Steuergitters das Verschiebungsgitter angeordnet wird. Liegt es vor dem Steuergitter auf der Seite nach der Kathode, so bezeichnet man es als „Raumladegitter" (Bild 11). Diese Anordnung hat den Vorteil, daß durch das positiv geladene Raumladegitter die negativen Raumladungen der Elektronen um die Kathode teilweise aufgehoben werden, und dadurch unter Umständen die Steuerwirkung des Steuergitters, die Steilheit S der ($J_a U_g$)-Kennlinie erhöht wird (vgl. Bd. I, § 12 b, S. 111). Dagegen ist es sehr schwer, bei dieser Anordnung die Einwirkung D_{vg} des Steuergitters groß und gleichzeitig die Anodenrückwirkung D_{ag} sehr klein zu machen. Beide hängen nämlich außer von den Abständen AG und VG, die nicht erheblich verschieden gemacht werden können, in gleicher Weise von der Lochweite des Steuergitters ab. Wenn aber D_{vg} und D_{ag} nicht sehr verschieden sind und der Verschiebungsdurchgriff D_{vg} nicht klein sein darf, so kann auch der Anodendurchgriff D_{ag} nicht sehr klein sein.

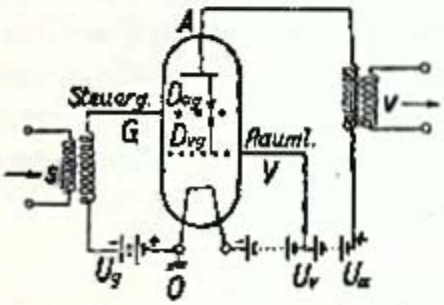

Bild 11. Raumladegitter-Anordnung.

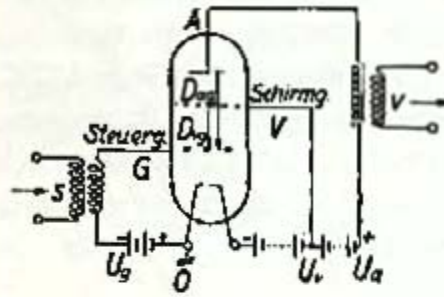

Bild 12. Schirmgitter-Anordnung.

Wesentlich günstiger ist in dieser Hinsicht die Anordnung des Verschiebungsgitters zwischen Steuergitter und Anode (Bild 12). Denn dann wird die Anodeneinwirkung D_{ag} auf das Steuergitter durch das dazwischenliegende Verschiebungsgitter abgeschirmt, um so mehr, je enger die Löcher im Ver-

schiebungsgitter sind. Und sie können ohne Nachteil sehr eng gemacht werden. Man kann dann die Löcher im Steuergitter und damit den Durchgriff D_{vg} unbedenklich sehr groß machen, so daß man mit kleinen Spannungen U_v schon eine ausreichende Verschiebung $D_{vg}U_v$ erhält. Man spricht in diesem Falle von einem „Schutznetz“, oder „Schirmgitter“[1]), das den schädlichen Einfluß der Anode vom Steuergitter abschirmt. Auf diesen Fall beziehen sich die folgenden Betrachtungen[2]).

Eine Grenze für die Größe des Durchgriffs D_{vg} des Verschiebungsgitters durch das Steuergitter ist dadurch gegeben, daß die für die Steilheit der Kennlinie maßgebende Raumladungskonstante

$$K' = \frac{K}{(1 + D_{vg})^{3/2}} \tag{38}$$

ist. Vgl. Bd. I, S. 72, Formel (39). Macht man D_{vg} zu groß, d. h. die Löcher des Steuergitters zu groß, so büßt es an Steuerfähigkeit ein. Nach der Raumladungsformel wird

$$S = \frac{3}{2} K' \sqrt{U_{st}} = \frac{3K}{2} \sqrt{\frac{U_g + D_{vg} U_v}{(1 + D_{vg})^3}}. \tag{39}$$

S wird bei Änderung von D_{vg} ein Maximum für

$$D_{vg\,opt} = \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \frac{(-U_g)}{U_v} > \frac{1}{2} = 50\,\%. \tag{40}$$

Bei so großem Durchgriff wird freilich der Anodenstrom entsprechend groß. Nach (39) gleicht man ja die geringere Steuerfähigkeit ($= D_{vg}$ im Nenner) durch Verschieben des Arbeitspunktes zu höheren Stromstärken ($= D_{vg}$ im Zähler) aus. Man

---

[1]) Unter einem Schirmgitter versteht man besonders eine Anordnung, bei der die gesamte Anode einschließlich ihrer Zuleitung von dem Gitter einschließlich dessen Zuleitung elektrostatisch möglichst vollständig abgeschirmt wird. Das ist schaltungstechnisch von großer Bedeutung und wird daher in Abschnitt B, Theorie der Schaltungen behandelt. Vgl. dort § 30.

[2]) Man kann auch beide Gitter in ein und dieselbe Ebene legen. Dann wird D_{sg} groß, während D_{sg} klein wird, da dann für D_{sg} das doppelt so dichte Gesamtgitter maßgebend ist.

bleibt daher praktisch meist erheblich unter dem Optimum, besonders dann, wenn größere Spannungen U_v zur Verfügung stehen. Für D_{vg} gleich 30% wird $\frac{K'}{K} = \frac{1}{(1+D_{vg})^{1/2}} = 0{,}67$. Das Steuergitter verliert dann schon über 30% seiner Steuerfähigkeit.

Auch für die Verkleinerung des Anodendurchgriffs D_{ag} gibt es eine Grenze. Man darf die Löcher des Schirmgitters nicht zu eng machen, weil sonst zu wenig Elektronen durch das Schirmgitter hindurch zur Anode fliegen, zu viele

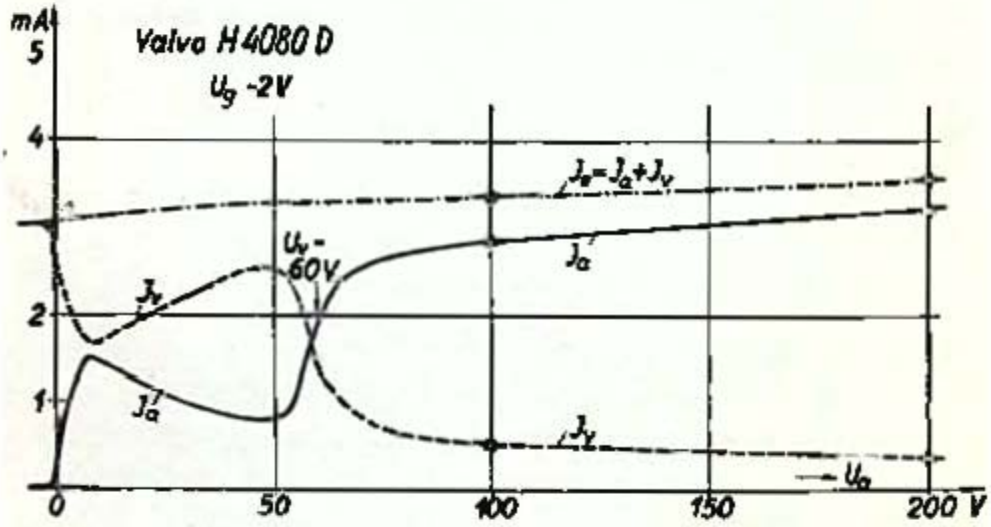

Bild 13. Stromverteilung bei einer Schirmgitterröhre abhängig von der Anodenspannung U_a für normale Schirmgitterspannung ($U_v = 60$ V.) Steuergitter $U_g = -2$ V.

auf das Schirmgitter selbst treffen. Dies liegt ja an einer ziemlich hohen positiven Spannung, so daß es stets einen gewissen Strom aufnimmt, um den der Anodenstrom kleiner wird. Dadurch wird einerseits die Steilheit etwa in dem gleichen Verhältnis wie der Strom verkleinert, anderseits *ein gewisser Durchgriff vorgetäuscht, auch wenn der elektrostatische Durchgriff verschwindend klein ist.* Die Verteilung des Emissionsstroms auf Schirmgitter und Anode ist nämlich von dem Verhältnis der Spannungen abhängig. Wird die Anodenspannung

kleiner, so wird der Anodenstrom kleiner, der Schirmgitterstrom größer. Dadurch kommt eine scheinbare Steuerwirkung

$$\frac{dJ_a}{dU_a} = \frac{1}{R_i}$$

zustande. In Bild 13 ist z. B. zwischen $U_a = 200$ bis 100 Volt $\Delta J_e = 0{,}18\,mA$; $\Delta J_v = 0{,}15\,mA$; $\Delta J_a = \Delta J_e - \Delta J_v = 0{,}33\,mA$. Die Stromänderung ΔJ_a rührt also nur zu etwa der Hälfte aus der elektrostatischen Steuerwirkung der Anodenspannung auf den Emissionsstrom J_e her, die andere Hälfte stammt aus der Stromverteilung, der Änderung von J_v mit U_a. Der Änderung ΔJ_a entspricht ein wirksamer Widerstand

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta J_a} = \frac{100}{0{,}33 \cdot 10^{-3}} = 300000 \text{ Ohm}$$

oder da die Steilheit dieser Röhre $S = 0{,}9$ mA/Volt ist, ein Durchgriff

$$D = \frac{1}{SR_i} = 0{,}0037 = 0{,}37\%.$$

Hieraus folgt

(41) *Die Stromverteilung zwischen Anode und Schirmgitter wirkt so wie eine Vergrößerung des Durchgriffs oder eine Verkleinerung des inneren Widerstandes, d. h. ungünstig für die Verstärkung.*

Besonders stark macht sich die Stromverteilung in dem Bereich $U_a = U_v$ bemerkbar. Hier wird R_i sehr klein, D sehr groß, so daß die Röhre sehr ungünstig arbeitet. Für $U_a < U_v$ erhält man im allgemeinen eine „fallende Kennlinie", negatives $\frac{dU_a}{dJ_a}$, d. h. negativen inneren Widerstand und negativen Durchgriff. Bei größerem äußeren Widerstand tritt dann leicht eine Instabilität oder Selbsterregung ein, die Röhre fängt von selbst an zu schwingen und ist für Verstärkerzwecke dann nicht mehr brauchbar (vgl. Bd. III, Teil III). Diese Gebiete muß man vermeiden, indem man U_a oder genauer die kleinste zeitweilig auftretende Anodenspannung $U_a - \mathfrak{U}_a$ um mindestens 20 Volt größer als U_v macht. — Daß das Umwechseln des Stromes bei

$U_a = U_v$ von Sekundärelektronen herrührt, die man durch ein zwischen Anode und Schirmgitter angeordnetes Bremsgitter am Hinüberfliegen verhindern kann, wurde in Bd. I, S. 114 schon ausgeführt. Bei solchen „Penthoden" kann man daher auch $U_a = U_v$ und, wenn man will, $U_a < U_v$ machen, ohne daß dadurch beim Vorverstärker eine nachteilige Wirkung entsteht.

Der *günstigste Betrieb mit Schirmgitterröhren* ist hiernach klar gegeben. Man erzeugt durch geeignetes D_{vg} und geeignete Schirmgitterspannung U_v die größte Verschiebung, die man in Rücksicht auf den mit der Verschiebung anwachsenden Anodenstrom zulassen will. Bei kleinen Röhren wird man etwa $J_a = 5$ mA mit $U_{vg} = 50$ Volt, bei größeren Röhren etwa 20 mA mit 100 Volt, erzeugen. Die Steilheit S, die nur proportional zu $\sqrt[3]{J_a}$ anwächt, wird dann etwa 1 und 1,6 mA/Volt betragen. Die Anodenspannung braucht dann nur wegen der Sekundärelektronen um $U_a + 20$ Volt größer als die Schirmgitterspannung gemacht zu werden, kann aber auch beliebig viel größer sein, soweit es die Erwärmung der Anode zuläßt. Ein höherer Verstärkungsgrad wird dadurch nicht erreicht, wohl aber eine höhere verzerrungsfreie Aussteuerungsmöglichkeit. Vgl. § 16. Bei Röhren mit Bremsgitter kann die Anodenspannung auch ebenso groß und könnte sogar kleiner als die Schirmgitterspannung gemacht werden. Man verliert dann nur ein wenig an Anodenstrom und Steilheit, weil mehr Strom zum Schirmgitter geht. Der wirksame Durchgriff läßt sich leicht auf 0,5% bringen, falls erforderlich auch noch weiter herabsetzen. $D = 0{,}1\%$, d.h. ein Leerlaufverstärkungsfaktor $1/D = 1000$ läßt sich noch herstellen. Die tatsächliche Spannungsverstärkung $\frac{U_a}{U_g} = \frac{1}{D}\,\frac{1}{1+R_i/\Re_a}$ erreicht freilich nur schwer diese Höhe. Denn *das wirksame* R_i *der Röhre wird bei Mehrgitterröhren infolge des kleinen Durchgriffs außerordentlich hoch*, bei $S = 1$ mA/Volt z. B. 10^6 Ohm. Schirmgitterröhren sind daher besonders dann von Vorteil, wenn der äußere Widerstand $\Re_a$ auch sehr groß ist, weil man hier nicht wie bei Eingitterröhren durch Verkleinern des Durchgriffs die Steilheit herabsetzt. Mit $\Re_a = 1$ bis $2 \cdot 10^5$ Ohm

erreicht man leicht mit $S = 1$ mA/Volt 100 bis 200fache Spannungsverstärkung $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g \approx S\mathfrak{R}_a$. Auch auf den Frequenzgang kann es vorteilhaft sein, daß für $R_l \gg \mathfrak{R}_a$ der Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ sich praktisch nicht ändert, auch wenn $\mathfrak{R}_a$ für verschiedene Frequenzen stark verschieden ist. Vgl. Abschnitt B, besonders § 27 Pseudodämpfung. Bei so kleinen äußeren Widerständen, daß die Bedingung $R_l \gg \mathfrak{R}_a$ auch schon mit Eingitterröhren erfüllt ist, bieten Schirmgitterröhren dagegen keinen Vorteil, wegen des Stromverbrauchs des Schirmgitters sogar einen geringen Nachteil gegenüber Eingitterröhren.

Mehrgitterröhren eignen sich auch für *Widerstandsverstärker*, bei denen ein großer Ohmscher Widerstand $\mathfrak{R}_a = R_a$ im Anodenkreise liegt und bei denen es auf eine möglichst hohe Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ ankommt (vgl. § 6c). Man muß hier nur beachten, daß die Spannung U_a an der Röhre um den Spannungsabfall $J_a R_a$ kleiner ist als die Betriebsspannung E_a, und daß U_a größer als U_v bleiben muß, damit man nicht in das ungünstige Stromwechselgebiet bei $U_a = U_v$ hineingerät, in dem die Röhre, wie soeben besprochen, schlecht oder garnicht als Verstärker arbeiten kann. Es muß also

$$J_a R_a \leqq E_a - U_v \tag{42}$$

sein. Für die Spannungsverstärkung gilt aber nach (7)

$$V = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = \frac{S}{1/R_a + 1/R_l} \approx S R_a \quad \text{für} \quad R_l \gg R_a. \tag{43}$$

Im Gegensatz zu den Eingitterröhren würde es hier an sich keine Schwierigkeiten machen, auch bei größerer negativer Gittervorspannung durch eine hinreichend große Verschiebung $D_{vg} U_v$ eine beliebig große positive Steuerspannung herzustellen und damit den Strom J_a und die Steilheit S entsprechend groß zu machen. Man muß sich aber hüten, das hier zu tun! Denn je größer J_a, desto kleiner muß R_a gewählt werden, damit die Bedingung (42) erfüllt bleibt. Bei kleinem R_a sinkt aber nach (43) V, weil die Steilheit S viel langsamer wächst als der Strom J_a.

Bei Verwendung von Mehrgitterröhren als Widerstandsverstärker muß man die Schirmgitterspannung U_v *klein*
(44) *wählen, so daß der Anodengleichstrom* J_a *auch klein bleibt und ein großer äußerer Widerstand* R_a *verwandt werden kann, ohne daß der Spannungsabfall* $J_a R_a$ *zu groß wird.*

Bei den Verhältnissen von Bild 13, wo infolge von $U_v = 60$ Volt ein Anodenstrom von etwa 3 mA eingestellt war, könnte

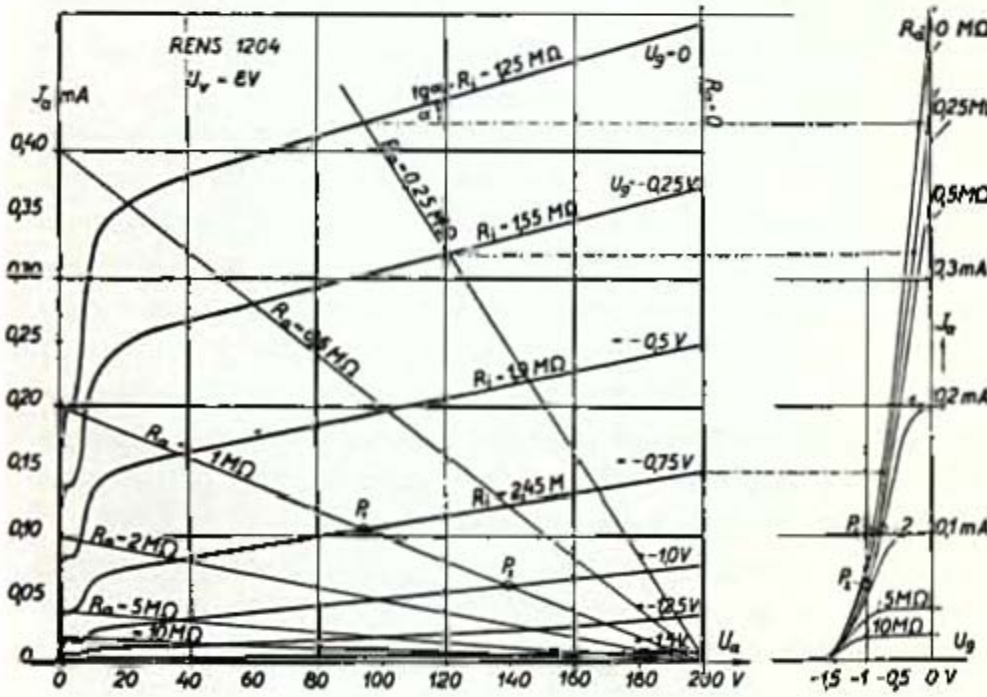

Bild 14. $(J_a U_a)$-Kennlinien und Widerstandsgeraden für eine Schirmgitterröhre mit kleiner Schirmgitterspannung ($U_v = 8$ V) und 200 V Betriebsspannung. Rechts: $(J_a U_g)$-Widerstandskennlinien unter den gleichen Verhältnissen.

man äußersten Falls etwa $R_a = 40\,000$ Ohm wählen. Dann würde schon $R_a J_a = 120$ Volt, also U_a schon auf $200 - 120 = 80$ Volt sinken, also schon bedenklich nahe an das ungünstige Gebiet um $U_a = U_v = 60$ Volt herankommen. Bei einer Steilheit $S = 0{,}9$ mA/Volt ergibt sich dann nur eine Verstärkung $SR_a = 36$fach.

Im Gegensatz dazu sind in Bild 14 die gemessenen $(J_a U_a)$ Kennlinien einer ähnlichen Röhrentype aber nur für eine Schirm-

gitterspannung $U_v = 8$ Volt aufgezeichnet und zwar für verschiedene Steuergitterspannungen U_g als Parameter. Sie verlaufen vom Nullpunkt bis $U_a = 20$ Volt unregelmäßig und im ganzen sehr steil ansteigend. Dies ist der „Übernahmebereich", in dem der Emissionsstrom, der bei negativer Anodenspannung ganz zum Schirmgitter fließen mußte, bei positiv werdender Anode zu dieser fast vollständig hinüberwechselt. Über $U_a = 20$ Volt ist die Übernahme vollzogen und J_a infolge des geringen Durchgriffs nur noch wenig von U_a abhängig. Der Anodenstrom J_a bleibt jetzt stets kleiner als 0,5 mA und wird natürlich um so kleiner, je größer die negative Gittervorspannung U_g ist. Daher lassen sich hier wesentlich größere Widerstände R_a verwenden. Man erkennt die ganzen Verhältnisse am besten, wenn man in das Kennlinienfeld ähnlich wie in Bild 9 die Widerstandsgeraden $U_a = E_a - J_a R_a$ für verschiedene R_a als Parameter einzeichnet. Ihre Schnittpunkte mit den Kennlinien ergeben dann die zu dem jeweiligen U_g und R_a gehörigen Arbeitspunkte. Man kann auf diese Weise leicht die jeweiligen Spannungsverstärkungen $V = -\frac{dU_a}{dU_g}$ aus Bild 14 entnehmen. Für $R_a = 1\,M\Omega = 10^6$ Ohm gehört z. B. zu den Punkten P_1 und P_2 ein $\Delta U_g = -(0{,}75 - 1) = 0{,}25$ Volt, und ein $\Delta U_a = 95 - 140 = -45$ Volt. Daraus ergibt sich $V = -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_g} = 180$fach. In dieser Weise sind in Tafel IV für verschiedenes R_a und U_g die Werte für V aus Bild 14 entnommen. Sie sind einfach gleich dem 4fachen horizontalen Abstand zweier benachbarter Schnittpunkte wie z. B. P_1 und P_2. Man sieht, wie man bei größerem R_a durch größere negative Gitterspannung U_g den Strom J_a verkleinern muß, damit der Arbeitspunkt nicht in den ungünstigen Anfangsbereich mit $U_a < 20$ Volt zu liegen kommt. Außerdem sieht man, wie die durch Fettdruck hervorgehobene maximale Spannungsverstärkung mit wachsendem R_a immer weiter zunimmt.

In Bild 14 sind rechts die Widerstandskennlinien $J_a = f(U_g)$ für die verschiedenen R_a-Werte durch Übertragung aus Bild 14

Tafel IV.

Spannungsverstärkung $V = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_g}$. Werte aus Bild 14.

R_a MΩ	$-U_g$ zwischen 0 und 0,25	0,25 und 0,50	0,50 und 0,75	0,75 und 1,00	1,00 und 1,25	1,25 und 1,50
0,25	104	100	84	64	36	26
0,5	156	168	148	112	68	52
1	24	116	232	180[1])	116	88
2	0	26	118	256	184	136
5	0	0	8	140	256	268
10	0	0	0	26	166	348

links konstruiert worden. Für $R_a = 0$ erhält man die normale Kennlinie, die im oberen Verlauf durch das Raumladungsgesetz, im unteren von etwa $J_a = 20 \cdot 10^{-6}$ A an durch das Anlaufstromgesetz bestimmt wird. Infolge der geringen Anodenrückwirkung unterscheiden sich die Widerstandskennlinien für größeres R_a im unteren Verlauf nur wenig von dieser Kennlinie. Im oberen Verlauf biegen sie aber bald stark ab und verlaufen schließlich fast horizontal, sobald $U_a = E_a - R_a J_a$ unter etwa 20 Volt gesunken ist. Das geschieht um so eher, je größer R_a ist. Je größer R_a, desto kleiner also der U_g-Bereich, desto genauer muß die negative Gittervorspannung U_g eingestellt und konstant gehalten werden. Bei $R_a = 5 \cdot 10^6$ Ohm liegt der ganze steuerfähige Bereich zwischen $U_g = -1{,}0$ und $-1{,}5$ Volt. Um 0,5 Volt kann sich aber U_g schon durch Änderung des Kontaktpotentials verschieben.

Arbeitet man im Anlaufstromgebiet, so wird $S = \frac{J_a}{E_T}$ und

$$(45)\quad V = \frac{U_a}{U_g} = \frac{S R_a}{1 + R_i/R_a} = \frac{J_a R_a}{E_T (1 + R_i/R_a)} \leqq \frac{J_a R_a}{E_T} \leqq \frac{E_a}{E_T}$$

[1]) Punkte $P_1 P_2$ in Bild 14.

Die maximal mögliche Spannungsverstärkung einer Schirmgitterröhre ist gleich dem Verhältnis der Anodenbetriebsspannung E_a *zu der von der Kathodentemperatur abhängigen Temperaturspannung* E_T. ($E_T \approx 0{,}15$ *Volt*)[1].

Für $E_a = 200$ Volt ist also theoretisch etwa eine 1300fache Verstärkung möglich. Praktisch ist einerseits R_i gegenüber R_a nicht zu vernachlässigen. In Bild 14 bedeutet das: die Neigung der ($J_a U_a$)-Kennlinien ist nicht verschwindend klein gegenüber der Neigung der Widerstandsgeraden. Anderseits macht man $J_a R_a$ praktisch nur etwa gleich $2/3 \cdot E_a$, da sonst die Röhrenspannung kleiner als $1/3\, E_a$, der Arbeitspunkt A zu nahe an das ungünstige Übernahmegebiet rückt. Praktisch ist mit $E_a = 170$ Volt, $R_a = 5 \cdot 10^6$ Ohm eine 450fache Verstärkung erreicht worden. Das ist nicht viel mehr als mit Eingitterröhren auch erzielt wurde (vgl. § 6 c). Der Vorteil der Schirmgitterröhren liegt darin, daß man dies hier bei hinreichend großer negativer Gittervorspannung erreichen kann, bei der der Gitterstrom sicher vollständig null ist. Außerdem ist es möglich, durch einen großen Ohmschen Widerstand ($10 \cdot 10^6$ Ohm) in der Schirmgitterzuleitung, der für den Wechselstrom durch einen Blockkondensator überbrückt ist, die Schirmgittergleichspannung automatisch so zu beeinflussen, daß sich auch bei starker Änderung der negativen Gittervorspannung ($\pm$ 5 Volt!) stets von selbst der günstigste Arbeitspunkt einstellt[2].

§ 8. Zusammenfassung des Abschnitts „Vorverstärker".

1. Beim Vorverstärker handelt es sich um so kleine Amplituden, daß auch eine gekrümmte Kennlinie im Arbeitsgebiet noch als geradlinig betrachtet werden kann. Es kommt in erster Linie auf den Verstärkungsgrad, d. h. darauf an, die gegebenen kleinen Amplituden zu vergrößern.

---

[1] P. Kapteyn, Diss. Dresden 1931; Z. f. Hochfrequenztechnik 39, 41 und 78; 1932.

[2] P. Kapteyn l. c.

2. Die zu verstärkende Wechselspannung wird dem Gitter zugeführt, der verstärkte Wechselstrom von der Anode abgenommen.

3. Die Wechselströme und -spannungen überlagern sich den Gleichströmen und -spannungen. Die letzteren dienen nur zur Einstellung günstiger Betriebsverhältnisse.

4. Die Gittergleichspannung U_g muß negativ und größer als die größte Amplitude der Gitterwechselspannung gemacht werden. Dann ist der Gitterstrom und damit auch die zum Steuern verbrauchte unverstärkte Leistung null.

5. Für das gesamte elektrische Verhalten der Verstärkerröhre sind dann nur zwei Größen maßgebend: die Steilheit S und der Durchgriff D.

6. Der Durchgriff D ist um so größer, je größer die Löcher im Gitter sind und je näher die Anode dem Gitter liegt. Er hängt praktisch nur von diesen geometrischen Dimensionen der Röhre ab, nicht von den Betriebsverhältnissen. Er kann praktisch beliebig groß oder klein gemacht werden.

7. Die Steilheit S ist um so größer, je näher das Gitter an dem Heizdraht liegt und je größer die Steuergleichspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ ist. S hängt also nicht nur von den geometrischen Dimensionen der Röhre, sondern auch von den Betriebsverhältnissen ab. S kann praktisch nicht beliebig groß gemacht werden.

8. Die durch eine Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ gesteuerte Röhre verhält sich für den verstärkten Wechselstrom genau so wie ein Generator von der Leerlaufspannung $\mathfrak{U}_l = \mathfrak{U}_g/D$, der Kurzschluß-Stromergiebigkeit $\mathfrak{J}_k = S\mathfrak{U}_g$ und dem inneren Widerstande

$$R_i = \frac{\mathfrak{U}_l}{\mathfrak{J}_k} = \frac{1}{SD}.$$

9. Bei Leerlauf ist die Spannungsverstärkung $\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = \frac{1}{D}$, so daß es nur darauf ankommt, daß der Durchgriff D der Röhre möglichst klein ist. Bei Kurzschluß kommt es nur darauf an, daß die Steilheit S der Röhre möglichst groß ist, bei größter Leistungsabgabe darauf, daß die „Güte der Röhre" S/D möglichst groß ist.

10. Leerlauf erfordert einen äußeren Wechselstromwiderstand $\mathfrak{R}_a$ im Anodenkreise, der groß gegen den inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$ der Röhre ist, Kurzschluß erfordert $\mathfrak{R}_a$ klein gegen R_i, größte Leistungsabgabe $\mathfrak{R}_a = R_i$.

11. Aus 9. und 10. folgt, daß es wechselstrommäßig immer günstig ist, S möglichst groß und D möglichst klein zu machen.

12. Wechselstrommäßig ist ein großer Durchgriff ungünstig, weil er die Steuerwirkung der Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ infolge der „Anodenrückwirkung" um den Betrag $D\mathfrak{U}_a$ verringert. Bei Leerlauf wird $D\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_g$ und die Steuerwirkung null; bei Widerstandsanpassung ist $D\mathfrak{U}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_g$, die Steuerwirkung wird auf die Hälfte verringert. Nur bei Kurzschluß macht sich dies nicht geltend, weil für $\mathfrak{R}_a = 0$ auch $\mathfrak{U}_a = 0$ wird.

13. Gleichstrommäßig ist aber ein großer Durchgriff günstig, weil eine größere „Verschiebungsspannung" DU_a den Arbeitspunkt auf der Kennlinie bei negativer Gittervorspannung höher hinauf in das Gebiet größeren Anodenstromes und größerer Steilheit verschiebt.

14. Diese beiden sich widerstreitenden Funktionen des Durchgriffs ergeben je nach den Betriebsbedingungen einen verschiedenen optimalen Durchgriff. Dieser ist um so kleiner, je größer der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$, und je größer die Anodengleichspannung U_a und je kleiner die negative Gittervorspannung U_g gemacht werden kann.

15. Die Anodengleichspannung ist immer möglichst groß zu machen. Denn bei größerer Anodenspannung kann man entweder eine Röhre mit kleinerem Durchgriff wählen, oder man erreicht bei einer gegebenen Röhre infolge der größeren Verschiebungsspannung eine größere Steilheit. Das letztere ist praktisch bald durch die anwachsende Gleichstromleistung $U_a J_a$ begrenzt, die die Anode unzulässig hoch erwärmt. Denn eine Verdopplung der Steilheit erfordert einen $2^5 = 32$ fachen Leistungsaufwand.

16. Bei den Mehrgitterröhren wird die erforderliche Verschiebungsspannung durch ein besonderes, an konstanter Spannung

liegendes „Verschiebungsgitter" hervorgerufen. Dann steht nichts mehr im Wege, die für den Wechselstrom schädliche Anodenrückwirkung beliebig klein zu machen. Der Durchgriff dieser Röhren ist dann fast null, der innere Widerstand fast unendlich groß.

17. Man muß bei Mehrgitterröhren nur dafür sorgen, daß bei Verkleinerung der Anodenspannung nicht zu viel Elektronen an das positive Verschiebungsgitter getrieben werden. Wird durch den Einfluß einer solchen „Stromverteilung" der Anodenstrom bei Verkleinerung der Anodenspannung kleiner, so hat das dieselbe Wirkung wie eine Vergrößerung des Durchgriffs, eine Verkleinerung des inneren Widerstandes.

2. Kraftverstärker.

§ 9. Grenzen für die verzerrungsfreie Aussteuerung.

a) Gitterspannung. Das Problem des Kraftverstärkers besteht, wie schon in § 1 ausgeführt, darin, die maximale von einer Röhre verzerrungsfrei abzugebende Leistung $\mathfrak{N}_a$ oder Spannung $\mathfrak{U}_a$ zu bestimmen. Steigert man bei einem Vorverstärker die dem Gitter der Röhre zugeführte schwache Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$, so steigt damit der verstärkte Anodenwechselstrom $\mathfrak{J}_a$ und ebenso $\mathfrak{U}_a$ proportional zu $\mathfrak{U}_g$ an. Die Gleichstromverhältnisse J_a und U_a werden dadurch in keiner Weise geändert. Man kommt hierbei aber schließlich an gewisse Grenzen. Und zwar sind diese von zweierlei Art. Die erste Grenze besteht darin, daß die Amplitude der Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ größer als die negative Gittervorspannung U_g wird. Dadurch wird das Gitter zeitweise positiv, es tritt zeitweise ein Gitterstrom i_g auf. Dadurch arbeitet das steuernde Gitter nicht mehr leistungslos. Was aber praktisch meist viel unangenehmer ist, ist, daß die kurzzeitigen Gitterstromstöße durchaus nicht sinusförmig sind und infolge ihrer Rückwirkung auf die Schaltelemente der Gitterseite (z. B. den Eingangstransformator) die ursprünglich sinusförmige Gitterwechselspannung verzerrt wird. Dies wird

in Teil C § 39 näher untersucht werden. Will man diese Verzerrung vermeiden, so muß man

(46) *die Gitterspannung dauernd negativ halten, d. h. die negative Gittervorspannung* U_g *entsprechend der Gitterwechselspannung* $\mathfrak{U}_g$ *mit erhöhen,* $-U_g \geqq \mathfrak{U}_g$ *machen.*

Unter der Bezeichnung „*Kraftverstärker*" wollen wir nur die Fälle verstehen, bei denen diese Bedingung erfüllt ist, während wir die anderen Fälle, bei denen die Gitterspannung auch ins Positive hinüberschwingt, und bei denen auch die unter b) besprochenen Anodenstromverzerrungen meist größer sein dürfen, als „Senderverstärker" bezeichnen wollen. Sie werden in Abschnitt A 3 besprochen.

Die mit wachsender Erhöhung der Gitterwechselspannung erforderliche Erhöhung der negativen Gittervorspannung wirkt ungünstig auf die Arbeitsweise als Verstärker ein. Sie verlegt den Arbeitspunkt auf der Kennlinie tiefer nach unten, wo die Steilheit S geringer ist. Außerdem ist dort der Anodenruhestrom J_a kleiner, so daß auch die maximal möglichen Stromschwankungen $\pm \mathfrak{J}_a$ kleiner werden. (Vgl. später unter b.) Unter Berücksichtigung dieser Nebenbedingungen kommt es schließlich so weit, daß eine weitere Vergrösserung von $\mathfrak{U}_g$ infolge der damit verbundenen notwendigen Vergrösserung von U_g schädlich wirkt, zu kleineren Strömen $\mathfrak{J}_a$ und Spannungen $\mathfrak{U}_a$ führt. Es handelt sich hiernach beim Kraftverstärker darum, das Optimum für $\mathfrak{U}_g$ zu suchen, bei dem $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_a$ ihre größtmöglichen Werte annehmen. Es kommt hier in erster Linie auf die Größe von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_a$ selbst an, der Verstärkungsgrad, das Verhältnis $\mathfrak{J}_a/\mathfrak{U}_g$ oder $\mathfrak{U}_a/\mathfrak{U}_g$ sowie die Größe von $\mathfrak{U}_g$ selbst sind unwesentlich. *Beim Kraftverstärker ist also nicht wie beim Vorverstärker* $\mathfrak{U}_g$ *als gegebene kleine Größe anzusehen, sondern als eine unbestimmte Größe, der man zusammen mit der negativen Gittervorspannung* U_g *nach Belieben jeden gewünschten Wert geben kann, insbesondere auch den jeweils günstigsten Wert, der je nach den Nebenbedingungen verschieden ist.* Diese Annahme entspricht durchaus den praktischen Verhältnissen. Reicht die zur Verfügung stehende ursprüngliche Spannung nicht aus, so verstärkt man sie durch

eine Vorverstärkung so weit, daß sie ausreicht, d. h. daß die jeweils gewünschte günstigste Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ am Gitter des Kraftverstärkers erzeugt wird.

b) **Anodenstrom.** Die zweite Grenze liegt in der Stromaussteuerung. Die Amplitude $\mathfrak{J}_a$ des Wechselstromes kann mit wachsender Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ nicht unbegrenzt weiter wachsen. Insbesondere kann die Amplitude $\mathfrak{J}_a$ nach unten nicht größer als der Gleichstrom J_a werden, weil der Gesamtstrom $i_a = J_a - \mathfrak{J}_a$ nicht negativ werden kann. Eine entsprechende Grenze nach oben bildete bei den älteren Röhren der Sättigungsstrom J_s. Der maximale Strom $i_{a\,max} = J_a + \mathfrak{J}_a$ konnte nicht größer als J_s werden. Bei den neueren Röhren liegt aber J_s meist so hoch, daß die Aussteuerung selten so weit hinauf reicht.

Im allgemeinen tritt beim Kraftverstärker schon früher eine Begrenzung durch die zu groß werdenden Verzerrungen ein. Die Kennlinie ist auf größere Strecken durchaus nicht mehr geradlinig, sondern gekrümmt. Das bewirkt, daß der ausgesteuerte Strom nicht mehr dieselbe Kurvenform wie die aussteuernde Spannung hat. Das geht ohne weiteres aus der geometrischen Konstruktion gemäß Bild 15 hervor. Nur wenn die „Spiegelung" $u_g = f(t)$ zu $i_a = f(t)$ an einer genau geradlinigen Kennlinie erfolgt, gibt sie das Kurvenbild formgetreu wieder. In Bild 15 ist als Gitterspannung $u_g = f(t)$ eine *„vibrierende Sinuskurve"*, die Überlagerung zweier sinusförmiger Spannungen von stark verschiedener Frequenz und Amplitude dargestellt[1]). Man erkennt, daß zunächst die tiefe Frequenz infolge ihrer großen Amplitude unsymmetrisch wird. Die Aussteuerung nach oben geht von der durch den Ruhepunkt A gehenden strichpunktierten Mittellinie viel höher hinauf, als die Aussteuerung nach unten hinunter geht. Die Vibrationen, d. h. die

[1]) Derartige Kurvenformen besitzen die meisten gesprochenen Vokale. Die tiefe Frequenz kennzeichnet die Tonlage, die hohe Frequenz, „Formant" genannt, den Vokal selbst. Solche Kurvenformen sind daher für die Untersuchung der Verzerrungen bei Sprache und Musik besonders wichtig.

sich überlagernde hohe Frequenz bleibt zwar wegen ihrer kleinen eigenen Amplitude in bezug auf ihre positiven und negativen Halbwellen nahezu symmetrisch, aber die Amplitude der Vibrationen selbst ist oben auf den Spitzen der tiefen Frequenz viel größer als unten. Wird der Nullpunkt der Kennlinie berührt oder gar überschritten, so verschwinden die Vibrationen unten

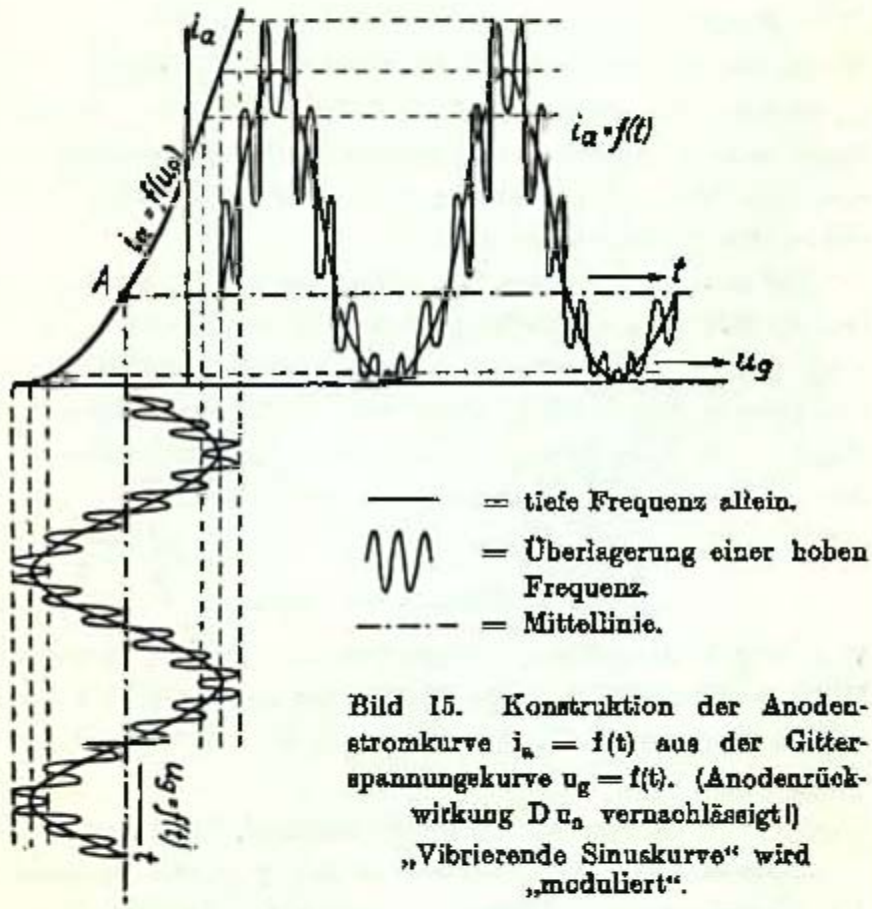

Bild 15. Konstruktion der Anodenstromkurve $i_a = f(t)$ aus der Gitterspannungskurve $u_g = f(t)$. (Anodenrückwirkung $D\,u_a$ vernachlässigt!)
„Vibrierende Sinuskurve" wird „moduliert".

überhaupt vollständig. Wird der Anodenstrom durch einen Lautsprecher geschickt, so entsprechen der unverzerrten Wiedergabe zwei reine Töne. Durch die Verzerrung wird der tiefe Ton in seiner Klangfarbe geändert, erhält Obertöne beigemischt, während der hohe Ton im Rhythmus des tiefen „*moduliert*" erscheint, was ihm einen heiseren oder schnarrenden Klang gibt.

§ 10. Die Anodenstrom-Verzerrungen bei konstantem Durchgriff.

Wie man aus der Konstruktion von Bild 15 erkennt, sind die Anodenstromverzerrungen in erster Linie ein geometrisches Problem. Sie hängen mit der Krümmung, der „Nichtlinearität" der Kennlinie zusammen.

(47) *Eine im Aussteuerungsbereich geradlinig verlaufende Kennlinie ergibt völlige Verzerrungsfreiheit.*

Da ein hinreichend kleines Stück der Kennlinie stets als geradlinig betrachtet, durch die Tangente an der betreffenden Stelle ersetzt werden kann, so sind auch die Verzerrungen für eine sehr kleine Aussteuerung stets null und wachsen mit der Größe der Aussteuerung an.

Auf die Aussteuerung des Anodenstroms i_a ist aber nicht (wie in Bild 15 dargestellt) nur die Gitterspannung u_g, sondern auch die Anodenspannung u_a von Einfluß. Für Röhren mit konstantem Durchgriff D kann man beide Einwirkungen nach Band I, § 8, Satz 38 zur Steuerspannung zusammenfassen. Für den Aussteuerungsbereich ist dann maßgebend die

$$\textit{Steuerwechselspannung}\quad u_{st} = u_g + D\,u_a = \frac{u_g}{1 + \Re_a/R_i}$$
$$\text{für}\quad u_a = -\,\Re_a\, i_a .$$

Wie in § 3 ausgeführt, vermindert die „Anodenrückwirkung" $D\,u_a$ die Steuerwirkung des Gitters um so mehr, je größer der äußere Widerstand $\Re_a$ der Schaltung ist.

Daraus folgt:

(48) *Je größer der äußere Widerstand $\Re_a$ gegenüber R_i gemacht wird, desto kleiner ist bei gegebener Gitterwechselspannung u_g der Aussteuerungsbereich der Kennlinie, desto kleiner werden also die Verzerrungen. Im Grenzfall bei Leerlauf" d. h. für $\Re_a \gg R_i$ tritt gar keine Stromaussteuerung und daher auch gar keine Verzerrung ein. Es wird dann $u_{st} = 0$ und $u_a = -\,u_g/D$, d. h. u_a ist ein formgetreues Abbild von u_g, ganz gleich, wie stark die Kennlinie gekrümmt ist und wie geformt oder wie groß die steuernde Wechselspannung u_g ist.*

Die einzige Voraussetzung hierbei ist, daß der Durchgriff D konstant ist. Das soll zunächst weiter angenommen werden. Die besonderen, durch einen veränderlichen Durchgriff hervorgerufenen Verzerrungen werden später in § 12 behandelt.

Beim Kraftverstärker sollen die Verzerrungen im allgemeinen klein bleiben. Die Kennlinie darf daher in dem Aussteuerungsbereich nicht viel von einem geradlinigen Verlauf abweichen. Daher erhält man einen guten Überblick über die ganzen Verhältnisse, wenn man die Kennlinie durch eine Taylorsche Reihe ersetzt:

$$\begin{aligned} i_a = f(u_{st}) = f(U_{st} + u_{st}) = f(U_{st}) + \frac{di_a}{du_{st}} u_{st} + \frac{1}{2}\frac{d^2 i_a}{du_{st}^2} u_{st}^2 \\ + \frac{1}{6}\frac{d^3 i_a}{du_{st}^3} u_{st}^3 + \cdots \\ = J_a + S\,u_{st} + \frac{1}{2} T\,u_{st}^2 + \frac{1}{6} W u_{st}^3 + \cdots \end{aligned} \tag{19}$$

Hierin ist $J_a = f(U_{st})$ die im Arbeitspunkt A unter dem Einfluß der Steuergleichspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ herrschende Stromstärke, wenn keine Aussteuerung mit Wechselstrom vorhanden ist ($u_{st} = 0$). $S = \frac{di_a}{du_{st}}$ ist die durch die Neigung der Tangente in A dargestellte Steilheit der Kennlinie, mit der bisher schon immer gerechnet wurde. Bei nicht gekrümmter Kennlinie würde die Aussteuerung u_{st} nur einen ihr proportionalen, also unverzerrten Wechselstrom $i_a = S u_{st}$ hervorrufen. Die folgenden Glieder

$$\frac{1}{2} T u_{st}^2 + \frac{1}{6} W u_{st}^3 + \cdots \text{ mit } T = \frac{d^2 i_a}{du_{st}^2}, \quad W = \frac{d^3 i_a}{du_{st}^3} \text{ usw.}$$

stellen die Krümmung der Kennlinie, ihre Abweichung von der Tangente dar. Sie bedingen die Verzerrungen, müssen also klein bleiben. Bricht man mit dem ersten Glied $\frac{1}{2} T u_{st}^2$ ab, so bedeutet das, daß die Abweichungen für positives und negatives u_{st}, d. h. zu beiden Seiten von A gleich groß gesetzt werden. Das folgende Glied $\frac{1}{6} W u_{st}^3$ würde für sich allein entgegengesetzt gleiche Abweichungen zu beiden Seiten von A ergeben.

In Verbindung mit dem T-Glied berücksichtigt es, daß die tatsächliche Kennlinie im allgemeinen nicht zu beiden Seiten von A gleich viel von der Tangente abweicht.

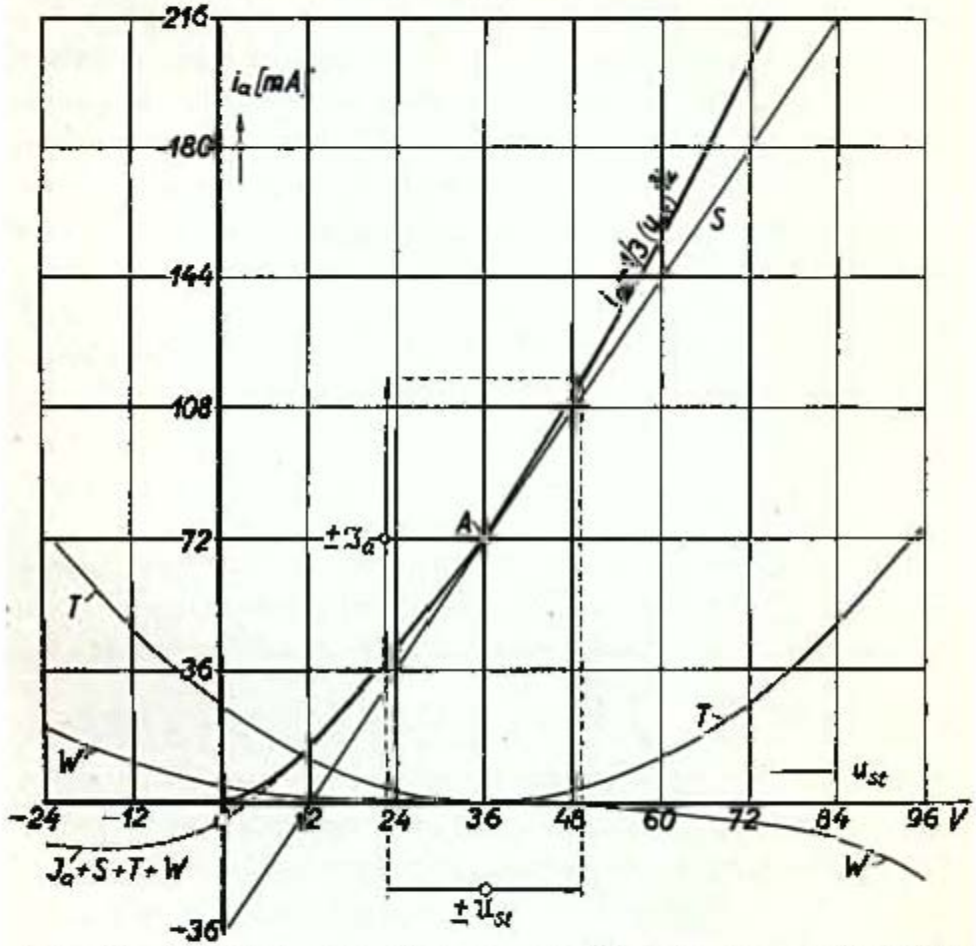

Bild 16. Raumladungskennlinie $i_a = {}^1/_3 u_{st}^{3/2}$ und ihre Entwicklung nach einer Taylor'schen Reihe gemäß (49).

$$i_a = 72 + 36\left(\frac{u_{st}}{12}\right) + 3\left(\frac{u_{st}}{12}\right)^2 - \frac{1}{6}\left(\frac{u_{st}}{12}\right)^3 + \cdots$$

$\pm U_{st}$ und $\pm J_a$ = höchste zulässige Aussteuerung bei „Kurzschluß" und $k_k = 5\,\%$.

Bild 16 zeigt als Beispiel eine theoretische Raumladungskennlinie mit der Raumladungskonstanten $K = {}^1/_3$ mA/Volt$^{3/2}$ und eine Entwicklung im Arbeitspunkt A mit $J_a = 72$ mA, $U_{st} = 36$ Volt. Das T-Glied: $i_a = {}^1/_3 T u_{st}^3$ und das W-Glied: $i_a = {}^1/_6 W u_{st}^3$ sind zunächst einzeln für sich berechnet und unten

eingezeichnet. Die mit dem W-Glied abgebrochene Reihe ersetzt die Kennlinie nach oben innerhalb der gezeichneten Strichbreite vollkommen. Auch nach unten treten erst beim Nullpunkt und im Negativen kleine Abweichungen auf. Die gestrichelt eingezeichnete Ersatzkurve geht dort fälschlich unter die Nullinie herunter, maximal bis auf — 13,5 mA.

Wird dem Gitter der Röhre eine sinusförmige Wechselspannung $u_g = \mathfrak{U}_g \sin \omega t$ zugeführt, so erzeugt diese in erster Annäherung, d. h. so lange man die Kennlinie durch die Tangente ersetzt, einen rein sinusförmigen Wechselstrom $i_a = \mathfrak{J}_a \sin\omega t$. Dieser erzeugt in der äußeren Schaltung eine sinusförmige Spannung von der Amplitude[1]) $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$, die, wie in § 3 besprochen, die Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_g$ um die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ verkleinert. Für die Aussteuerung der Kennlinie ist dann die

(50) *Steuerwechselspannung* $\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\mathfrak{U}_a = \dfrac{\mathfrak{U}_g}{1 + \mathfrak{R}_a/R_i}$

maßgebend. Es ist:

$$\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_{st}.$$

Alle diese Größen erster Ordnung sind rein sinusförmig. $\mathfrak{U}_{st}$ und $\mathfrak{J}_a$ sind in Phase, während $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ gegen sie eine Phasenverschiebung haben, wenn $\mathfrak{R}_a$ nicht phasenrein ist. Alles das wurde in § 3 schon ausführlich besprochen.

Setzt man $u_{st} = \mathfrak{U}_{st} \sin \omega t$ in (49) ein, so erhält man

$$\begin{aligned}
i_a &= J_a + S\mathfrak{U}_{st} \sin \omega t + \frac{1}{2} T\mathfrak{U}_{st}^2 \sin^2 \omega t + \frac{1}{6} W\mathfrak{U}_{st}^3 \sin^3 \omega t + \cdots \\
&= \left(J_a + \frac{1}{4} T\mathfrak{U}_{st}^2 + \cdots\right) \qquad [= \textit{Gleichstrom } J_a'] \\
&\quad + \left(S\mathfrak{U}_{st} + \frac{1}{8} W\mathfrak{U}_{st}^3 + \cdots\right) \sin \omega t \Big\} \; [= \textit{Unverzerrter Stromanteil } \mathfrak{J}_a' \sin \omega t] \\
&\quad - \left(\frac{1}{4} T\mathfrak{U}_{st}^2 + \cdots\right) \cos 2\,\omega t \Big| \\
&\quad - \left(\frac{1}{24} W\mathfrak{U}_{st}^3 + \cdots\right) \sin 3\,\omega t \Big| \; [= \textit{Verzerrter Stromanteil } i_{vk}] \\
&\quad + \cdots \Big| \\
&= J_a' + \mathfrak{J}_a' \sin \omega t + i_{vk}
\end{aligned} \tag{51}$$

[1]) Das Minuszeichen ist fortgelassen, $\mathfrak{U}_a$ bedeutet im folgenden die positive Amplitude.

Das erste zeitlich unveränderliche Glied zeigt, daß der Gleichstrom J_a' bei gekrümmter Kennlinie infolge der steuernden Wechselspannung um $\Delta J_a = \frac{1}{4} T U_{st}^2 + \cdots$ gegenüber J_a geändert wird, daß eine Gleichrichterwirkung eintritt. Dies wird in Bd. III ausführlich besprochen, ist auch für den Leistungsumsatz beim Senderverstärker von Bedeutung. Hier beim Kraftverstärker hat es auf den Verstärkungsvorgang keinen Einfluß. Das zweite Glied ändert sich sinusförmig mit der gleichen Frequenz wie die Steuerspannung, ist also dieser jederzeit proportional, gibt ihre Form unverzerrt wieder. Die Krümmung der Kennlinie macht sich hier in einem Einfluß auf die Amplitude $\mathfrak{J}_a'$ bemerkbar. Die „*mittlere Steilheit*" S_m, das Verhältnis der Amplitude $\mathfrak{J}_a'/U_{st}$ ändert sich bei größeren Aussteuerungen etwas gegenüber der „*Anfangssteilheit*" S, der Neigung der Tangente im Arbeitspunkt, und zwar um den Betrag $\frac{1}{8} W U_{st}^2 + \cdots$

Das spielt bei dem harten oder weichen Einsetzen von durch Rückkopplung selbsterregten Schwingungen eine große Rolle, wie später in Bd. III besprochen wird. Für den Verstärkungsvorgang ist es nur von geringem Interesse. Die weiteren Glieder besitzen dagegen andere Frequenzen, (2ω, 3ω, usw.), als die Steuerspannung, und stellen die Verzerrung der Kurvenform, „Oberschwingungen", d. h. Abweichungen von der sinusförmigen „Grundschwingung" dar. Es kommt also darauf an, daß diese Glieder klein gehalten werden.

Hier darf nun folgendes nicht außer acht gelassen werden. Die verzerrten Ströme i_v erzeugen auf der Anodenseite in der äußeren Schaltung

verzerrte Spannungen $\mathfrak{U}_v = \mathfrak{R}_v \mathfrak{J}_v$,

wobei $\mathfrak{U}_v$ und $\mathfrak{J}_v$ die jeweiligen Amplituden der sinusförmigen Oberschwingungen sind, in die man nach Fourier jeden verzerrten Strom zerlegen kann. $\mathfrak{R}_v$ ist der Wechselstromwiderstand für die betreffenden Frequenzen 2ω, 3ω usw. Im allgemeinen hat ja die äußere Schaltung einen Zweipol-Widerstand, der für verschiedene Frequenzen verschieden ist. Diese

Spannungen $\mathfrak{U}_v$, die sich der sinusförmigen Spannung $\mathfrak{U}_a$ überlagern, bewirken nun genau so wie $\mathfrak{U}_a$ eine Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_v$, um die die Steuerspannung geändert wird. Dies ist keine kleine Größe höherer Ordnung, vielmehr ist die Steuerspannung bei großem $\Re_a/R_i$ ebenso wenig sinusförmig wie der Anodenstrom selbst. Die Annahme einer sinusförmigen Steuerspannung, die zu (51) führte, gilt nur für $\mathfrak{U}_v = 0$, d. h. $\Re_v = 0$, gibt nur die „Kurzschlußverzerrungen" $\mathfrak{J}_{vk}$ richtig an. Bei endlichem Widerstande $\Re_v$ werden diese genau wie $\mathfrak{J}_a$ infolge der Anodenrückwirkung verkleinert. Die Rechnung[1]) ergibt entsprechend (6) und (7) in § 3:

$$(52) \qquad \mathfrak{J}_v = \frac{\mathfrak{J}_{vk}}{1 + \Re_v/R_i}; \quad \mathfrak{U}_v = \frac{\mathfrak{J}_{vk}}{1/\Re_v + 1/R_i}$$

$$\text{mit } \mathfrak{J}_{vk2} = \frac{1}{4} T\mathfrak{U}_{st}^2 + \cdots; \quad \mathfrak{J}_{vk3} = \frac{1}{24} W\mathfrak{U}_{st}^3 + \cdots$$

Nach dem Überlagerungsgesetz und der allgemeinen Zweipoltheorie (vgl. Bd. 1, § 16 und 18) läßt sich die Röhre nicht nur für die Grundschwingung sondern auch für jede Oberschwingung entsprechend Bild 3b in § 3 auffassen als ein Generator mit dem Kurzschlußstrom $\mathfrak{J}_{vk}$ und dem inneren Widerstande $R_i = 1/SD$, der auf den äußeren Widerstand $\Re_v$ arbeitet.

Der äußere Widerstand der Schaltung ist bei Lautsprechern und ähnlichen Apparaten nur wenig von der Frequenz abhängig, so daß man dann annähernd $\Re_v = \Re_a$ setzen kann. Durch Resonanzkreise und dergl. kann man ihn aber auch sehr stark frequenzabhängig machen und z. B. durch einen auf eine Oberschwingung abgestimmten Parallelresonanzkreis erreichen, daß $\Re_v$ für eine Oberschwingung sehr groß, dagegen $\Re_a$ für die Grundschwingung nahezu null ist. Davon wird bei der *Frequenzvervielfachung* Gebrauch gemacht. An dem Schwingungskreis entsteht dann eine nahezu sinusförmige Spannung $\mathfrak{U}_v$ von der Frequenz der Oberschwingung, auf die er abgestimmt ist. Bei sehr starken Verzerrungen, die man besonders bei einem Arbeitspunkt im Negativen und großer Steuerwechselspannung erhält,

[1]) Vgl. auch § 12 Seite 71 unten.

kann man so noch die 10. oder eine noch höhere Oberschwingung mit merklichem Wirkungsgrade heraussieben. Die Oberschwingung ist mathematisch genau ein ganzzahliges Vielfaches der Grundschwingung. Das ist für Meßzwecke von Bedeutung.

Beim Kraftverstärker sollen die Oberschwingungen, die ja die Verzerrung darstellen, klein bleiben. Bei normalen Kennlinien und wenig frequenzabhängigen äußeren Widerständen ist dann praktisch das T-Glied ausschlaggebend, wie schon ein Blick auf Bild 16 zeigt. Auch die Messungen zeigen, daß in dem verzerrten Strom fast stets der Strom mit der doppelten Frequenz bei weitem am stärksten vertreten ist. Wir können daher unter Vernachlässigung des W-Gliedes und der höheren Glieder setzen:

$$i_v = -\mathfrak{J}_v \cos 2\omega t;$$

$$\mathfrak{J}_v = \frac{1}{4}\frac{T\mathfrak{U}_{st}^2}{1+\mathfrak{R}_v/R_i} = \frac{1}{4}\frac{T\mathfrak{U}_g^2}{(1+\mathfrak{R}_a/R_i)^2(1+\mathfrak{R}_v/R_i)}$$

$$= \frac{1}{4}\frac{T\mathfrak{U}_g^2}{(1+\mathfrak{R}_a/R_i)^3} \quad \text{für} \quad \mathfrak{R}_v = \mathfrak{R}_a \tag{53}$$

$$\mathfrak{U}_v = \mathfrak{R}_v\mathfrak{J}_v = \frac{1}{4}\frac{T\mathfrak{U}_{st}^2}{1/\mathfrak{R}_v + 1/R_i}$$

Der verzerrte Strom $\mathfrak{J}_v$ und die verzerrte Spannung $\mathfrak{U}_v$ wachsen quadratisch mit dem ausgesteuerten Bereich $\mathfrak{U}_{st}$ der Kennlinie; außerdem ist $\mathfrak{J}_v$ um so kleiner, $\mathfrak{U}_v$ um so größer je größer der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_v$ gegenüber $\mathfrak{R}_i$ ist.

Ein äußerer Widerstand im Anodenkreis schwächt also in zweierlei Weise die Verzerrungen. Erstens erzeugt er eine unverzerrte Wechselspannung, $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a\mathfrak{J}_a$ und verkleinert dadurch infolge der Anodenrückwirkung die Steuerspannung, d. h. den Aussteuerungsbereich auf der Kennlinie, mit dessen Quadrat die Verzerrungen zunächst proportional sind. Für diese Schwächung ist der Widerstand $\mathfrak{R}_a$ für die unverzerrte Frequenz maßgebend. Zweitens und davon unabhängig erzeugt der äußere Widerstand eine verzerrte Wechselspannung $\mathfrak{U}_v = \mathfrak{R}_v\mathfrak{J}_v$ und verhindert durch deren Anodenrückwirkung den verzerrten Strom $\mathfrak{J}_v$ mehr oder weniger am Fließen. Für diese Schwächung ist der Widerstand $\mathfrak{R}_v$ für die verzerrte Frequenz maßgebend. Würde man in den

Anodenkreis einen Widerstand legen, der für die Oberschwingungen ($\mathfrak{R}_v$) sehr groß, dagegen für die Grundschwingungen ($\mathfrak{R}_a$) klein ist, so würde zwar eine verzerrte Anodenspannung $\mathfrak{U}_v$ entstehen, dagegen ein Anodenstrom, der nur die Grundschwingung enthält, weil die Oberschwingungen $\mathfrak{J}_v$ durch das große $\mathfrak{R}_v$ abgedrosselt würden. Würde dagegen sowohl $\mathfrak{R}_a$ als auch $\mathfrak{R}_v$ sehr groß sein, so würde man auch keinerlei Verzerrungen in der Anodenspannung $\mathfrak{U}_v$ erhalten, soweit nicht durch einen veränderlichen Durchgriff D Verzerrungen anderer Art auftreten (vgl. § 12).

§ 11. Klirrfaktor und Modulationsfaktor.

Praktisch kommt es meist nicht auf die absolute Größe der verzerrten Ströme und Spannungen an, sondern nur auf ihre relative Größe im Verhältnis zum unverzerrten Strom, resp. Spannung. Man bezeichnet dies Verhältnis allgemein als Klirrfaktor. Man unterscheidet zweckmäßig

$$(54)\quad k_k = \frac{\mathfrak{J}_{vk}}{\mathfrak{J}_a} \approx \frac{1}{4}\frac{T}{S}\mathfrak{U}_{st} = \frac{1}{4}\frac{T}{S}\frac{\mathfrak{U}_g}{1+\mathfrak{R}_a/R_i} \quad \left.\right\} \text{Kurzschluß-Klirrfaktor}$$

$$k = \frac{\mathfrak{J}_v}{\mathfrak{J}_a} \approx \frac{k_k}{1+\mathfrak{R}_v/R_i} = \frac{1}{4}\frac{T}{S}\frac{\mathfrak{U}_g}{(1+\mathfrak{R}_a/R_i)(1+\mathfrak{R}_v/R_i)} \quad \left.\right\} \text{(Strom-)Klirrfaktor}$$

$$k_u = \frac{\mathfrak{U}_v}{\mathfrak{U}_g} = \frac{\mathfrak{J}_v \cdot \mathfrak{R}_v}{\mathfrak{J}_a \cdot \mathfrak{R}_a} = k\frac{\mathfrak{R}_v}{\mathfrak{R}_a} \approx k_k \frac{1/\mathfrak{R}_a}{1/\mathfrak{R}_v + 1/R_i} \quad \left.\right\} \text{Spannungs-Klirrfaktor}$$

Für $\mathfrak{R}_v = \mathfrak{R}_a$ wird:

$$(55)\qquad k = k_u \approx \frac{1}{4}\frac{T}{S}\frac{\mathfrak{U}_g}{(1+\mathfrak{R}_a/R_i)^2}$$

Der Kurzschluß-Klirrfaktor k_k hängt nur von der Form (T, S) und dem ausgesteuerten Bereich ($\mathfrak{U}_{st}$) der Kennlinie ab. k und k_u hängen außerdem noch von dem Widerstand $\mathfrak{R}_v$ der äußeren Schaltung ab. Die rechten Seiten der Gleichungen (54) sind Näherungsformen für den Fall, daß die Verzerrungen durch die Krümmung der Anodenstromkennlinie hervorgerufen werden. Die Definition des Klirrfaktors $k = \mathfrak{J}_v/\mathfrak{J}_a$ gilt aber ganz allgemein, z. B. auch dann, wenn durch Einsetzen des Gitterstromes oder durch eine nicht lineare Magnetisierungskurve

des Eisens Verzerrungen entstehen. Genau genommen ist der Klirrfaktor nur für sinusförmige Spannungen definiert, läßt sich auch nur für diese durch unmittelbare *Messung* feststellen.

Bild 17 zeigt die dafür gebräuchlichste Schaltung. Die aus der Sinusform durch Verzerrung entstandene Spannung $\mathfrak{U}_a$ wird an eine Wheatstonesche Brücke gelegt, von der der eine Zweig einen Reihenresonanzkreis $\mathfrak{R}_4$ enthält, der auf die Grundfrequenz abgestimmt wird, so daß er für diese einen kleinen, reinen Wirkwiderstand darstellt. Die Brücke kann dann durch 3 reine Ohmsche Widerstände in den übrigen Zweigen für die Grundfrequenz $\mathfrak{U}_a$ vollständig auf null ab-

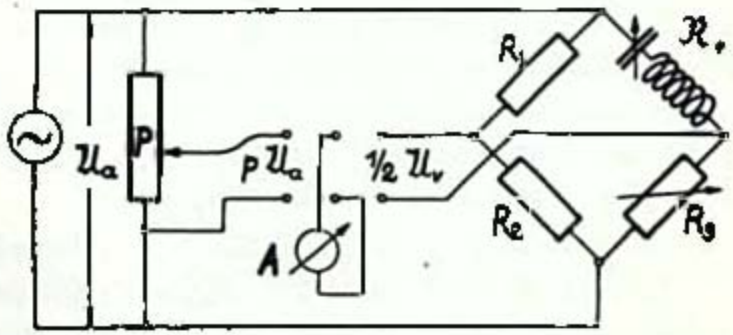

Bild 17. Messung des Klirrfaktors nach der Brückenmethode.

geglichen werden. Man erkennt das an dem Minimum des Anzeigeinstruments A. An diesem liegt dann nur noch die halbe verzerrte Spannung $\frac{1}{2}\mathfrak{U}_v$, falls $R_1 = R_2$ ist und für die Oberschwingung $\mathfrak{R}_4$ groß gegen R_3 ist. Durch Umschalten auf den geeichten Spannungsteiler P stellt man auf den gleichen Ausschlag $p\mathfrak{U}_a$ ein. Es ist dann $k_u = \mathfrak{U}_v/\mathfrak{U}_a = 2p$.

Eine andere, freilich nur beschränkt gültige Messmethode der durch Elektronenröhren hervorgerufenen Verzerrungen beruht darauf, daß sich nach (48) bei einer gekrümmten Kennlinie auch der Mittelwert des Stromes, der „Gleichstrom" ändert und zwar in erster Annäherung um den Betrag

$$\Delta J_a = \frac{1}{4} T \mathfrak{U}_{st}^2 = \mathfrak{J}_{vk2}. \tag{56}$$

Daraus folgt

Die absolute Änderung des Gleichstroms ΔJ_a *durch die Aussteuerung ist in erster Annäherung gleich der Amplitude des verzerrten Stromes* $\mathfrak{J}_v$ *für den Fall des Kurzschlusses* ($\mathfrak{R}_v \ll R_i$).

$$\frac{\Delta J_a}{J_a} = \frac{\mathfrak{J}_{vk2}}{\mathfrak{J}_a} \cdot \frac{\mathfrak{J}_a}{J_a} = k_k \cdot j \approx 12\, k_k^3. \tag{57}$$

Die relative Änderung des Gleichstroms ist gleich der Stromaussteuerung j *mal dem Kurzschluß-Klirrfaktor* k_k *und für eine Raumladungskennlinie gleich* $12\, k_k^3$, *da für diese* $j = 12\, k_k$ *ist.*

Bezüglich der „Stromaussteuerung" $j = \mathfrak{J}_a/J_a$ vgl. später (68). Für $k_k = 10\%$ wird $\Delta J_a/J_a = 12\%$, für $k_k = 5\%$ aber nur noch 3%. Man beachte, daß nach dieser Methode nur die Verzerrungen gemessen werden, die durch die Röhre bei Kurzschluß eintreten würden, während die tatsächlich vorhandenen Verzerrungen $\frac{1}{1 + \mathfrak{R}_v/R_i}$ mal kleiner sind. Im Gegensatz dazu ergibt die Brückenmethode nach Bild 17 stets die tatsächlich vorhandenen Verzerrungen, ganz gleichgültig wodurch sie hervorgerufen worden sind. Für unregelmäßige Kennlinien, die nicht durch eine nach dem quadratischen Glied abgebrochene Taylorsche Reihe angenähert werden können, gelten (56) und (57) überhaupt nicht mehr.

Die Verzerrungen spielen besonders bei der Verstärkung von Sprache oder Musik eine große Rolle. Die Gitterwechselspannung ist dabei aber nicht sinusförmig, sondern enthält ein mehr oder weniger großes Gemisch von Tönen. Durch die Krümmung der Kennlinie, d. h. die quadratischen und höheren Glieder der Reihenentwicklung, entstehen dann nicht nur die harmonischen Obertöne sondern auch unharmonische Kombinationstöne. Ob diese hörbar werden oder von dem unverzerrten Klang überdeckt werden, hängt nicht nur von der Stärke, sondern auch von der Tonhöhe der neuen, durch die Verzerrung entstehenden Töne ab. Der Klirrfaktor k ist daher kein eindeutiges Maß für die Hörbarkeit der Verzerrungen. Da er sich aber leicht experimentell bestimmen und auch

mathematisch am einfachsten berechnen läßt, wird er trotzdem gern als Maßstab für die Verzerrungen verwandt. Man rechnet im allgemeinen damit, daß

(58) $$k \leqq 0{,}05 = 5\%$$

die Grenze darstellt, die man noch zulassen darf. Bei dieser Annahme dürfte der Kurzschlußklirrfaktor k_k bei Widerstandsanpassung $\Re_v = R_i$ und phasenreinem $\Re_v$ gleich 10%, bei 90° Phasenverschiebung $k_k = 5\sqrt{2} \approx 7\%$ betragen und für größeres $\Re_v$ noch größer werden. Das ist aber praktisch sicher nicht richtig. Auch k_k darf eine bestimmte Grenze nicht überschreiten.

Für die akustische Wirksamkeit von Verzerrungen dürfte der

(59) „*Modulationsfaktor*" $$m = \frac{\mathfrak{J} - \mathfrak{J}_u}{\mathfrak{J}};$$ ($\mathfrak{J}$ = Vibrationsstrom)

ein besseres Maß sein. Er stellt die Modulation der Vibrationen einer „vibrierenden Sinuskurve" gemäß Bild 15 dar. $\mathfrak{J}$ ist die Amplitude der Vibrationen im Arbeitspunkt A, $\mathfrak{J}_u$ die kleinste oder größte Amplitude, die im allgemeinen an den Grenzen des Aussteuerungsbereiches erreicht wird. Bei „Kurzschluß", d. h. falls für die Vibrationsfrequenz der äußere Widerstand $\Re_a = 0$ ist, wird $\mathfrak{J} = S\mathfrak{U}_g$; $\mathfrak{J}_u = S_u\mathfrak{U}_g$, also

(60) $$m_k = \frac{S - S_u}{S} = \frac{\Delta S}{S};$$ (S = *Steilheit im Arbeitspunkt A*; S_u = *Steilheit an der unteren Grenze des Aussteuerungsbereichs.*)

Ist $\Re_a$ nicht null, so wird

$$\mathfrak{J} = \frac{S U_g}{1 + SD\Re_a}; \quad \mathfrak{J}_u = \frac{S_u U_g}{1 + S_u D \Re_a}$$

(61) $$m = 1 - \frac{\mathfrak{J}_u}{\mathfrak{J}} = \frac{1 - \frac{S_u}{S}}{1 + \frac{S_u}{S}\frac{\Re_a}{R_i}} = \frac{m_k}{1 + \Re_a/R_{iu}};$$

$$\frac{\Delta S}{S} = m\,\frac{1 + \Re_a/R_i}{1 + m\,\Re_a/R_i}. \qquad \left(R_i = \frac{1}{SD};\ R_{iu} = \frac{1}{S_u D}.\right)$$

Da eine Änderung der Lautstärke eines Tones um $\pm 20\%$ für unser Ohr gerade eben wahrnehmbar ist, so kann man als zulässige Grenze ansehen:

$$m = \pm 0{,}2 = \pm 20\%. \tag{62}$$

Für $\mathfrak{R}_a = 0$ darf sich also die Steilheit der Kennlinie in dem ausgesteuerten Gebiet um nicht mehr als $\pm 20\%$ ändern, für $\mathfrak{R}_a > 0$ entsprechend mehr, für $\mathfrak{R}_a = R_{iu}$ z. B. $\pm 40\%$.

k_k und m_k hängen beide nur von dem Verlauf der Kennlinie in dem ausgesteuerten Bereich $\pm \mathfrak{U}_{st}$ ab. Beachtet man, daß $T = \frac{dS}{d\mathfrak{U}_{st}} \approx \frac{\Delta S}{\mathfrak{U}_{st}}$ ist, so ergibt sich

$$k_k \approx \frac{1}{4}\frac{T}{S}\mathfrak{U}_{st} \approx \frac{1}{4}\frac{\Delta S}{S} = \frac{1}{4}m_k. \tag{63}$$

Bei „Kurzschluß" ist der Modulationsfaktor gleich dem 4fachen Klirrfaktor. $k_k = 5\%$ bedeutet, daß $m_k = 20\%$ ist, d. h. daß eine vibrierende Sinuskurve zu 20% moduliert wird.

Die beiden unabhängig voneinander empirisch gefundenen Bedingungen (58) und (62) hängen also innerlich miteinander zusammen. — Bei endlichem $\mathfrak{R}_a$ wird

$$\frac{k_k}{k} = 1 + \frac{\mathfrak{R}_v}{R_i}; \quad \frac{m_k}{m} = 1 + \frac{S_u}{S}\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}. \tag{64}$$

Falls der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_v$ der verzerrten Oberschwingungen gleich dem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ für die Vibrationsfrequenz gesetzt werden kann, ändern sich k und m in gleicher Weise mit $\mathfrak{R}_a$, so lange $S_u \approx S$ ist, d. h. so lange die Aussteuerung klein bleibt. Es bleibt dann auch für endliches $\mathfrak{R}_a$ immer noch $m = 4k$. Das gilt aber nicht mehr für große Aussteuerungen, für die $S_u \ll S$ wird. Dann wird $m > 4k$ und man rechnet besser mit m als mit k.

k_k und damit auch m_k lassen sich grundsätzlich unmittelbar aus der Betrachtung der Kennlinienkrümmung abschätzen.

$k_k = 5\%$ bedeutet, daß die in Bild 18 schraffierte Abweichung $2\mathfrak{J}_v = \frac{1}{2}T\mathfrak{U}_{st}^2$ von der Tangente 10mal kleiner als die zugehörige Stromänderung $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_{st}$ bleiben muß. (65)

Sie ist in Bild 18 dagegen nur 4 mal kleiner, d. h. k_k ist dort 12,5%! In Bild 16 ist die für $k_k = 5\%$ maximal zulässige Aussteuerung $\pm U_{st}$ durch die Pfeile auf der Kennlinie bezeichnet. Man sieht daran deutlich, wie außerordentlich wenig die Kennlinie von der Geraden abweichen darf. Eine so geringe Krümmung ist aus der Kennlinie selbst schwer zu erkennen; eine ganz geringe Ungenauigkeit in der Zeichnung würde schon erhebliche Fehler ergeben. Wesentlich besser ist der zulässige

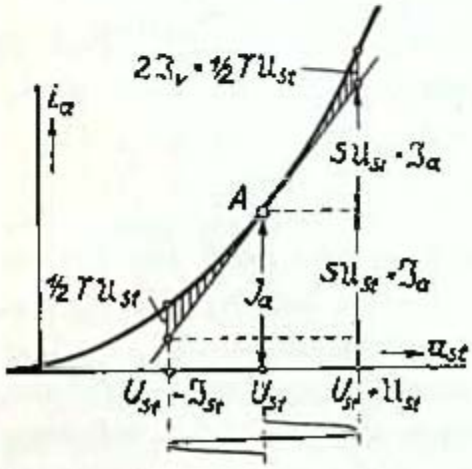

Bild 18. Die gezeichnete Kennlinie ergibt schon einen Kurzschluß-Klirrfaktor $k_k = 20\%$!

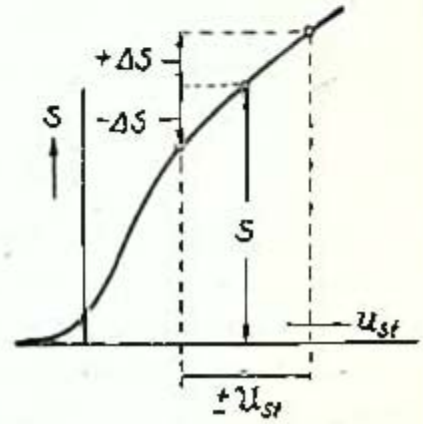

Bild 19. Entnahme des Kurzschluß-Modulationsfaktors

$$\pm m_k = \frac{\pm \Delta S}{S}$$

aus der Steilheitskurve.

Bereich der Aussteuerung aus der Steilheitskurve $S = f(u_{st})$ zu ersehen (Bild 19). Bei dieser ist S unmittelbar die Größe der Ordinate, $T = \frac{\Delta S}{U_{st}}$ ist gleich der tangentiellen Neigung der Kurve. Daher ist

$$k_k = \frac{1}{4}\frac{T}{S}U_{st} = \frac{1}{4}\frac{\Delta S}{S} = \frac{1}{4}m_k; \tag{66}$$

Legt man das Raumladungsgesetz für die Kennlinie zugrunde, so wird für kleine Amplituden angenähert

$$J_a = K\sqrt{U_{st}^3};\quad S = \frac{3}{2}K\sqrt{U_{st}} = \frac{3}{2}\frac{J_a}{U_{st}};\quad T = \frac{3}{4}\frac{K}{\sqrt{U_{st}}} = \frac{3}{4}\frac{J_a}{U_{st}^2}; \tag{67}$$

$$W = -\frac{3}{8}\frac{K}{\sqrt{U_{st}^3}} = -\frac{3}{8}\frac{J_a}{U_{st}^3}; \quad \Delta S = T U_{st} = \frac{S}{2}\frac{U_{st}}{U_{st}};$$

$$k_k = \frac{1}{4}\frac{T}{S}U_{st} = \frac{1}{8}\frac{U_{st}}{U_{st}}; \quad m_k = \frac{\Delta S}{S} = \frac{T}{S}U_{st} = \frac{1}{2}\frac{U_{st}}{U_{st}}$$

$$S_m = S\left(1 + \frac{1}{8}\frac{W}{S}U_{st}^2\right) = (1 - 2k_k^2)S \left[= 0{,}98\,S \text{ für } k_k = 10\,\%\right]$$

$$\mathfrak{J}_a = S U_{st} = \frac{3}{2}\frac{J_a}{U_{st}}U_{st} = 12\,k_k J_a = 3\,m_k J_a;$$

$$\mathfrak{J}_{vk} = \frac{1}{4}T U_{st}^2 = 12\,k_k^2 J_a = k_k \mathfrak{J}_a; \quad \Delta J_a = \frac{1}{4}T U_{st}^2 = \mathfrak{J}_{vk}.$$

Von besonderer Wichtigkeit ist, daß das Verhältnis

$$(68) \qquad j = \frac{\mathfrak{J}_a}{J_a} = 12\,k_k = 3\,m_k = \text{„}\textit{Stromaussteuerung}\text{“}$$

ganz unabhängig von der Wahl des Arbeitspunktes auf der Kennlinie, nur abhängig von der zugelassenen Verzerrung ist. — Bei gleichem j erhält man für jeden Arbeitspunkt gleich große Verzerrungen.

Ein solcher Satz gilt übrigens immer dann, wenn die Kennlinie durch eine Gleichung von der Form $i_a = K u_{st}^\gamma$ dargestellt werden kann, auch wenn γ nicht gleich 1,5 ist. Nur der Zahlfaktor 12 vor k_k ist dann durch $\frac{4\gamma}{\gamma - 1}$ zu ersetzen, z. B. durch 8 für $\gamma = 2$. Für eine Exponentialfunktion gilt ganz allgemein $j = 4k_k$. Vgl. später (70). Die Formel $m_k \approx 4k_k$ bleibt auf alle Fälle bestehen, da sie näherungsweise für ganz beliebige Kennlinien gilt.

Für $k_k = 5\,\%$ ($m_k = 20\,\%$) ergibt sich eine Stromaussteuerung $j = 0{,}6$. Die tatsächlich eintretende Verzerrung wird aber nicht durch k_k, sondern durch $k = \frac{k_k}{(1 + \Re_v/R_i)}$ bestimmt. Für $\Re_v/R_i = 1$ und $k = 5\,\%$ sollte hiernach $k_k = 10\,\%$ und $j = 1{,}2$ zulässig sein. Dabei ergäbe sich aber ein Modulationsfaktor $m = 38\,\%$, was zweifellos für die Unhörbarkeit der Verzerrungen zu viel ist. Man nimmt praktisch am einfachsten an, daß

(69) *für* $\Re_v/R_i = 0$ *eine Stromaussteuerung* $j = 0{,}6$, *für* $\Re_v/R_i \geqq 0{,}5$ *eine Stromaussteuerung* $j = 1$ *in Rücksicht auf die Verzerrungen maximal zulässig ist.*

Da die Verzerrungsgrenze an sich nicht genau anzugeben ist, hat es keinen Zweck, hier noch genauere Untersuchungen anzustellen. Man beachte, daß $j = 1$ *nicht eine Aussteuerung bis zum Nullpunkt der Kennlinie bedeutet!* Vgl. Bild 20. Für $j = 1$, d. h. $\mathfrak{J}_a = J_a$ wird $\mathfrak{U}_{st} = \frac{2}{3} U_{st}$. Es bleibt also noch im Minimum ein Strom i_a übrig, wie er der Steuerspannung $u_{st} = U_{st} - \mathfrak{U}_{st} = \frac{1}{3} U_{st}$ entspricht. Eine volle Aussteuerung bis zum Nullpunkt würde bei $\mathfrak{U}_{st} = U_{st}$ eintreten. Dafür wäre $j = 1{,}5$, also die Amplitude $\mathfrak{J}_a$ des Wechselstromes 1,5 mal größer als der Ruhestrom J_a. Das kommt nicht von einer zu weit getriebenen Näherungsrechnung her, sondern entspricht durchaus den wirklichen Verhältnissen. Man vergißt leicht, daß für den unverzerrten Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ nicht die Kennlinie, sondern die im Arbeitspunkt A angelegte Tangente (SS in Bild 20) maßgebend ist. In Bild 16 schwankt z. B. für volle Aussteuerung $\mathfrak{U}_{st} = U_{st}$, d. h. für eine Änderung der Steuerspannung zwischen 0 und 72 Volt der tatsächliche Strom i_a von 0 bis 203 mA, d. h. bis zum $2\sqrt{2} = 2{,}83$ fachen des Ruhestromes $J_a = 72$ mA. Der gesamte Wechselstrom hat also zwar nach unten nur die Amplitude $J_a = 72$ mA, nach oben aber $1{,}83\, J_a = 131$ mA. Das gibt im Mittel für die sinusförmige Grundschwingung eine Amplitude $\mathfrak{J}_a =$ von $1{,}5\, J_a = 108$ mA. Die Tangente S schneidet die Nullachse bei -36 mA $= -0{,}5\, J_a$. Diese Differenz ist in erster Annäherung die halbe Amplitude des verzerrten Stromes $\mathfrak{J}_v$. Die andere Hälfte kommt von der Änderung des Gleichstromes ΔJ_a her.

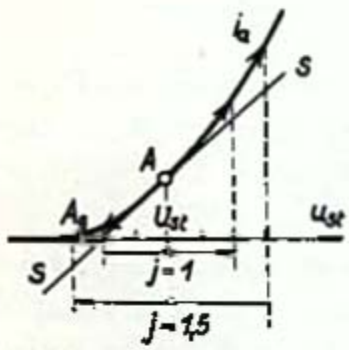

Bild 20. Stromaussteuerung bis zum Nullpunkt A_0 ergibt nicht $j = 1$, sondern $j = 1{,}5$.

Rückt der Arbeitspunkt infolge negativer Steuergleichspannung auf der Kennlinie bis ins Anlaufstromgebiet herunter, ein Fall, der besonders bei sehr großem Widerstande $\mathfrak{R}_a = R_a$ leicht eintritt (vgl. § 6d), so gilt

$$J_a = J_0 \varepsilon^{\frac{U_{st}}{E_T}}; \quad S = \frac{J_a}{E_T}; \quad T = \frac{J_a}{E_T^2}; \quad W = \frac{J_a}{E_T^3}.$$

$$m_k = 4 k_k = \frac{T}{S} U_{st} = \frac{U_{st}}{E_T}, \quad \begin{matrix}[\text{also für } m_k = 40\% \text{ oder } k_k = 10\%: \\ \pm U_{st} = 0{,}4\, E_T \approx 0{,}06\,\text{Volt}]\end{matrix}$$

$$\mathfrak{J}_a = S U_{st} = J_a \frac{U_{st}}{E_T} = 4 k_k J_a, \qquad [= 0{,}4\, J_a \text{ für } k_k = 10\%].$$

(70) *Im Anlaufstromgebiet darf die Amplitude des Wechselstromes* $\mathfrak{J}_a$ *nur 40% des Ruhegleichstromes* J_a, *die Amplitude der Steuerwechselspannung* U_{st} *0,06 Volt nicht überschreiten, falls der Kurzschluß-Klirrfaktor* $k_k \leqq 10\%$ *bleiben soll.*

Die zulässige Stromaussteuerung $j = \mathfrak{J}_a / J_a$ im Anlaufstromgebiet ist also bei gleicher Verzerrung 3 mal kleiner als im Raumladegebiet, wo $\mathfrak{J}_a = 12 k_k J_a$ war.

§ 12. Verzerrungen bei veränderlichem Durchgriff.

Die ganzen bisherigen Überlegungen setzen einen konstanten Durchgriff D voraus. Nur dann ergibt eine sinusförmige Anodenwechselspannung U_a eine unverzerrte sinusförmige Rückwirkung DU_a. Ist aber D veränderlich, so muß auch dadurch eine Verzerrung eintreten, freilich nur, wenn $\mathfrak{R}_a$ und damit U_a nicht null sind, also nicht im Falle des „Kurzschlusses" $\mathfrak{R}_a = 0$, und besonders stark im Falle des „Leerlaufs" $\mathfrak{R}_a \gg R_i$. In diesem Falle muß man i_a als Funktion der beiden Größen u_g und u_a betrachten: $i_a = f(u_g, u_a)$. Zur besseren Übersicht seien jetzt alle partiellen Ableitungen von i_a durch den Index g oder a ausgedrückt. Es sei also gesetzt:

(71) $$f_g = \frac{\partial i_a}{\partial u_g} = S = \text{Steilheit der } (i_a, u_g)\text{-Kennlinie}$$

$$f_a = \frac{\partial i_a}{\partial u_a} = \frac{1}{R_i} = SD = \text{Steilheit der } (i_a, u_a)\text{-Kennlinie}$$

$$\frac{f_g}{f_a} = -\frac{\partial u_a}{\partial u_g} = \frac{I}{D} = \text{negative Steilheit der } (u_a, u_g)\text{-Durchgriffslinien}$$

$$f_{gg} = \frac{\partial^2 i_a}{\partial u_g^2} = \frac{dS}{du_g} = T = \text{Krümmung der } (i_a, u_g)\text{-Kennlinie}$$

$$f_{aa} = \frac{\partial^2 i_a}{\partial u_a^2} = \text{Krümmung der } (i_a, u_a)\text{-Kennlinie}$$

$$f_{ga} = f_{ag} = \frac{\partial^2 i_a}{\partial u_g \partial u_a}$$

$$\frac{f_a^2 f_{gg} - 2 f_g f_a f_{ga} + f_g^2 f_{aa}}{f_a^3} = \frac{d(1/D)}{du_g} = \frac{\partial(1/D)}{\partial u_g} + \frac{\partial(1/D)}{\partial u_a}\frac{\partial u_a}{\partial u_g}$$

$$= -\frac{\partial^2 u_a}{\partial u_g^2} = \text{negative Krümmung der } (u_a, u_g)\text{-Durchgriffslinien.}$$

Dann ergibt die Entwicklung in eine Taylorsche Reihe entsprechend (49)

(72) $$i_a = f[u_g, u_a] = f[(U_g + u_g), (U_a + u_a)] = f(U_g, U_a) + f_g u_g + f_a u_a + 1/2(f_{gg} u_g^2 + 2 f_{ga} u_g u_a + f_{aa} u_a^2) + \cdots$$

Hierin sind U_g und U_a die gegebenen Gleichspannungen, die den Arbeitspunkt auf der Kennlinie bestimmen. u_g und u_a sind die sich überlagernden Wechselspannungen, die als kleine Größen aufgefaßt werden. Dabei ist $u_g = \mathfrak{U}_g \sin \omega t$ die von außen dem Gitter zugeführte unverzerrte Wechselspannung, während $u_a = -\mathfrak{R}_a i_a$ die durch den entstehenden verzerrten Wechselstrom i_a im äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ hervorgerufene verzerrte Wechselspannung ist.

In erster Annäherung ist dann

$$i_a = J_a + i_a'; \quad u_a = u_a' = -\mathfrak{R}_a' i_a' \quad \text{mit} \quad J_a = f(U_g, U_a) \text{ und } i_a' = f_g u_g - f_a \mathfrak{R}_a i_a',$$

also

(73) $$i_a' = \frac{f_g u_g}{1 + f_a \mathfrak{R}_a'}; \qquad u_a' = -\frac{f_g \mathfrak{R}_a' u_g}{1 + f_a \mathfrak{R}_a'}$$

i_a' und $u_a' =$ *unverzerrter Teil.*

Das sind die alten Formeln von § 3 nur mit den neuen Bezeichnungen. In zweiter Annäherung sei gesetzt:

$$i_a = J_a + i_a' + i_a'' \quad \text{und} \quad u_a = u_a' + u_a'' = -\mathfrak{R}_a' i_a' - \mathfrak{R}_a'' i_a''$$

i_a'' und $u_a'' =$ *verzerrter Teil.*

Setzt man die Werte (73) der ersten Annäherung in (72) ein so erhält man unter Vernachlässigung der Glieder höheren Grades

$$i_a'' = -f_a \mathfrak{R}_a'' i_a'' + \frac{u_g^2}{2}\left\{\text{Kl.}\right\}$$

mit

$$\left\{\text{Kl.}\right\} = \left\{f_{gg} - \frac{2 f_g f_{ga} \mathfrak{R}_a'}{1 + f_a \mathfrak{R}_a'} + \frac{f_g^2 f_{aa} \mathfrak{R}_a'^2}{(1 + f_a \mathfrak{R}_a')^2}\right\}. \tag{74}$$

Also wird

$$i_a'' = \frac{u_g^2}{2(1 + f_a \mathfrak{R}_a'')}\left\{\text{Kl.}\right\}. \tag{75}$$

Hierin ist

$$u_g^2 = \mathfrak{U}_g^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_g^2(1 - \cos 2\omega t).$$

In dem Gliede zweiten Grades i_a'' steckt also einerseits ein konstantes Glied, die *Änderung des Gleichstroms*

$$\Delta J_a = \frac{1}{4}\frac{\mathfrak{U}_g^2}{1 + f_a \mathfrak{R}''}\left\{\text{Kl.}\right\} \tag{76}$$

anderseits die erste Oberschwingung der Frequenz 2ω mit der ebenso großen Amplitude

$$\mathfrak{J}_a'' = \frac{1}{4}\frac{\mathfrak{U}_g^2}{1 + f_a \mathfrak{R}_a''}\left\{\text{Kl.}\right\} = \textit{erste Oberschwingung.} \tag{77}$$

$\mathfrak{R}_a''$ ist der äußere Widerstand für den Strom $\mathfrak{J}_a''$, d. h. für die Frequenz 2ω, während $\mathfrak{R}_a'$ der äußere Widerstand für $\mathfrak{J}_a'$ d. h. für die Frequenz ω ist. In vielen Fällen wird man $\mathfrak{R}_a' = \mathfrak{R}_a'' = \mathfrak{R}_a$ setzen können (vgl. § 10).

Für konstanten Durchgriff $D = f_a/f_g$ wird

$$f_{ag} = f_{ga} = D \cdot f_{gg} = D \cdot T$$
$$f_{aa} = D \cdot f_{ag} = D^2 \cdot f_{gg} = D^2 \cdot T$$

und

$$\left\{\text{Kl.}\right\} = \frac{T}{(1 + \mathfrak{R}_a'/R_i)^2}; \quad \mathfrak{J}_a'' = \frac{1}{4}\frac{T\mathfrak{U}_g^2}{(1 + \mathfrak{R}_a''/R_i)(1 + \mathfrak{R}_a'/R_i)^2}$$

Das letztere ist dieselbe Formel wie (53). Denn der gesamte verzerrte Strom $\mathfrak{J}_v$ ist in erster Annäherung gleich $\mathfrak{J}_a''$.

Für $\mathfrak{R}_a' = 0$ und $\mathfrak{R}_a'' = 0$ wird

$$\left\{\text{Kl.}\right\} = f_{gg};\ \mathfrak{J}_a'' = 1/4\ f_{gg}\mathfrak{U}_g^2 = 1/4\ T\mathfrak{U}_g^2.$$

Das ist die Kurzschlußverzerrung $\mathfrak{J}_{vk}$ gemäß (52). Diese wird also durch einen veränderlichen Durchgriff gar nicht beeinflußt. Das ist klar, weil für $\mathfrak{R}_a' = 0$ und $\mathfrak{R}_a'' = 0$ auch $u_a = u_a' + u_a'' = 0$ bleibt, also eine verzerrende Anodenrückwirkung nicht eintreten kann.

Für „Leerlauf", d. h. $\mathfrak{R}_a' \gg R_i = 1/f_a$ wird

$$\left\{\text{Kl.}\right\} = \frac{f_a^2 f_{gg} - 2 f_g f_a f_{ga} + f_g^2 f_{aa}}{f_a^2} = f_a \frac{d(I/D)}{d u_g} = -f_a \left(\frac{\partial^2 u_a}{\partial u_g^2}\right)$$

$$\mathfrak{J}_a'' = \frac{1}{4}\frac{\mathfrak{U}_g^2}{R_i + \mathfrak{R}_a''}\left(\frac{\partial^2 u_a}{\partial u_g^2}\right);\quad \mathfrak{J}_a' = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\frac{1}{R_i + \mathfrak{R}_a'}$$

$$k_l = \frac{\mathfrak{J}_a''}{\mathfrak{J}_a'} = \frac{\mathfrak{U}_a''}{\mathfrak{U}_a'}\frac{\mathfrak{R}_a'}{\mathfrak{R}_a''} = \frac{1}{4} D \left(\frac{\partial^2 u_a}{\partial u_g}\right) \mathfrak{U}_g \frac{R_i + \mathfrak{R}_a'}{R_i + \mathfrak{R}_a''} = \frac{1}{4}\frac{\Delta(1/D)}{1/D}$$

$$\text{für } \mathfrak{R}_a' = \mathfrak{R}_a'' \gg R_i.$$

(78) *Wie die Kurzschlußverzerrung* k_k *für* $\mathfrak{R}_a \ll R_i$ *nur von der Krümmung der* (i_a, u_g)*-Kennlinie abhängt und gleich 1/4 der relativen Änderung der Steilheit* $\Delta S/S$ *ist, so ist die Leerlaufsverzerrung* k_l *für* $\mathfrak{R}_a \gg R_i$ *nur von der Krümmung der* (u_a, u_g)*-Durchgriffslinien abhängig und gleich 1/4 der relativen Änderung des reziproken Durchgriffs*

$$\frac{\Delta 1/D}{1/D} = \frac{\Delta \mu}{\mu}\ (\mu = 1/D)$$

in dem Aussteuerungsgebiet.

Dies Ergebnis war zu erwarten, weil ja bei völligem Leerlauf für Wechselstrom (z. B. sehr große Drosselspule als $\mathfrak{R}_a$) keine Stromschwankungen i_a eintreten können, also der Zusammenhang zwischen u_a und u_g durch die Durchgriffslinien dargestellt werden muß. Denn diese werden ja bei konstantem i_a aufgenommen. In demselben Maße wie bei Kurzschluß eine Krümmung der (i_a, u_g)-Kennlinie eine verzerrte Wiedergabe des Stromes i_a durch u_g hervorruft, muß auch bei Leerlauf eine Krümmung der (u_a, u_g)-Kennlinien eine verzerrte Wiedergabe der Spannung u_a

durch u_g hervorrufen. Alles in § 11 Gesagte über den zulässigen Aussteuerungsbereich, wie er sich aus der Krümmung der Kennlinie abschätzen läßt und wie er besser aus der Differentialkurve [= der Steilheitskurve $S = f(u_g)$] zu erkennen ist, läßt sich daher ohne weiteres bei Leerlauf auf die (u_a, u_g)-Kennlinien und deren Differentialkurven [= die „reziproke Durchgriffskurve" $\mu = 1/D = f(u_g)$] übertragen (vgl. Bild 21 und 22).

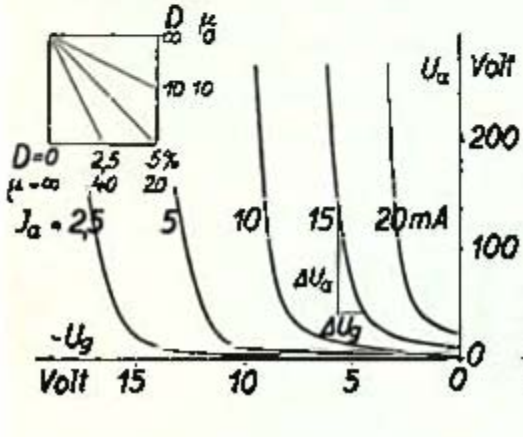

Bild 21. (u_a, u_g)-Kennlinien für verschiedene konstante Werte J_a für eine Mehrgitterröhre (Pentode). $U_v = 80$ Volt.

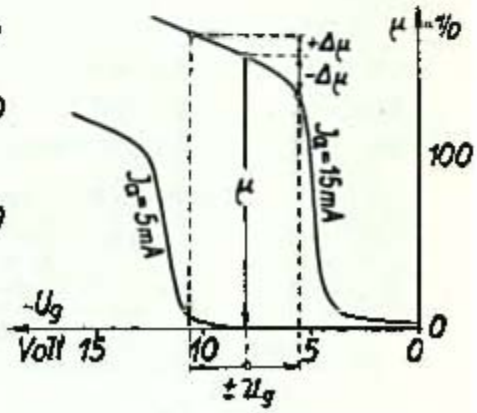

Bild 22. Reziproke Durchgriffs- oder μ-Kurven für zwei der in Bild 21 gezeichneten Kennlinien.

$$\mu = -\frac{dU_a}{dU_g} = \frac{1}{D} = f(U_g).$$

Bei normalen Eingitterröhren sind die (u_a, u_g)-Kennlinien sehr genau geradlinig (vgl. z. B. Bd. I, Bild 37, Seite 84). Leerlaufsverzerrungen treten dann praktisch nicht auf. Merkliche Änderungen des Durchgriffs, d. h. Krümmungen der (u_a, u_g)-Kennlinien treten nur auf, wenn man die „Inselbildung" wie bei den „Exponentialröhren" durch besondere Maßnahmen verstärkt hervorruft (vgl. Bd. I S. 80 und 86). Die letzteren haben einen stark veränderlichen Durchgriff und damit starke Leerlaufsverzerrungen. — Bei Mehrgitterröhren tritt infolge der Stromverteilung eine erhebliche Änderung des wirksamen Durchgriffs D_a ein, die (u_a, u_g)-Kennlinien sind für diese Röhren durchaus nicht geradlinig, wie Bild 21 zeigt. Im unteren Bereich, etwa

bis $U_a = 40$ Volt $= \frac{1}{2} U_{vg}$ verlaufen sie sehr flach, um dann ziemlich steil nach oben umzubiegen. Dementsprechend beginnen die in Bild 22 dargestellten Differentialkurven dieser Kennlinien bei sehr kleinem $\mu = \frac{1}{D}$ um dann ziemlich plötzlich auf einen hohen μ-Wert (d. h. sehr kleinen Durchgriff D) anzusteigen. Man darf also mit dem Aussteuerungsbereich $\mp U_g$ nur so weit gehen, daß die Schwankungen $\pm \mu$ kleiner also $0{,}2\,\mu$ bleiben, wenn bei Leerlauf der Modulationsfaktor m_l kleiner als 20%, der Klirrfaktor k_l kleiner als 5% bleiben soll. Bild 23 zeigt den an einer Penthode gemessenen Klirrfaktor in Abhängigkeit vom äußeren Widerstand R_a. Der Gleich-

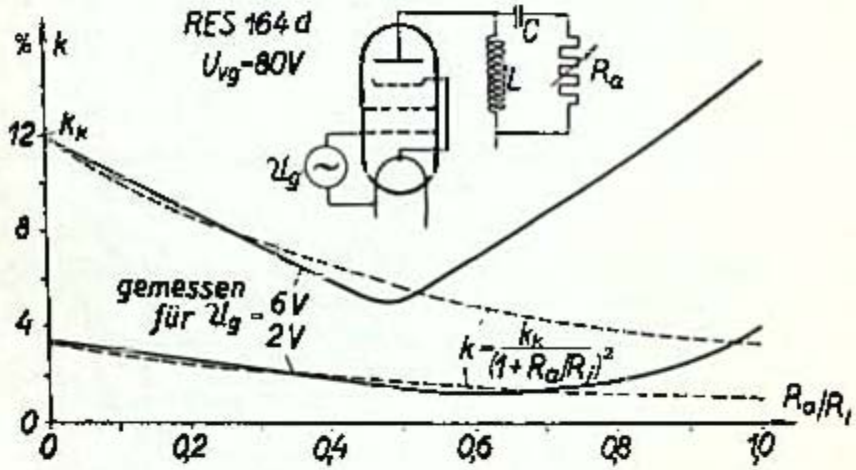

Bild 23. Klirrfaktor k in Abhängigkeit vom äußeren Widerstand R_a. ---- berechnet für D = const. —— gemessen.

strom wurde durch eine Drossel L von sehr hohem induktivem Widerstand an dem veränderlichen Ohm'schen Widerstande R_a vorbeigeleitet, damit durch Verändern von R_a keine Änderung der Anodengleichspannung U_a einträte. Im Falle des Kurzschlusses $R_a = 0$ war der Klirrfaktor für $U_g = 6$ V etwas kleiner als 12%, für $U_g = 2$ V etwas kleiner als 4%. Die gestrichelten Kurven geben an, wie k theoretisch mit wachsendem R_a abnehmen sollte, wenn nur Steilheitsverzerrungen vorhanden wären, also D konstant wäre. Man erkennt, wie die gemessenen Werte, die ausgezogene Kurve, zunächst gut da-

mit übereinstimmt, dann aber der Klirrfaktor nicht weiter mit R_a abnimmt, sondern wieder zunimmt. Das ist ein deutliches Zeichen für die einsetzenden Durchgriffsverzerrungen, die ja bei Leerlauf, d. h. für $R_a = \infty$ am größten werden.

§ 13. Die günstigste Lage des Arbeitspunktes.

Gegeben sei eine Röhre mit einem bestimmten Durchgriff D, die mit einer bestimmten Anodenspannung U_a betrieben wird. Diese Röhre besitzt dann eine bestimmte (i_a, u_g)-Kennlinie (Bild 24), die bei der negativen Gitterspannung $u_g = -DU_a$ ihren Anfangspunkt A_0 hat und von dort aus bis zur Gitterspannung $u_g = 0$ entsprechend dem Raumladungsgesetz ansteigt. Dieser Bereich der Kennlinie soll im folgenden kurz als „die Kennlinie" bezeichnet werden[1]). Der Bereich positiver Gitterspannung hat hier kein Interesse, da ja beim Kraftverstärker die Gitterspannung immer negativ bleiben soll. Man hat es dann in der Hand, durch eine geeignete Wahl der negativen Gittervorspannung U_g den Arbeitspunkt A auf dieser Kennlinie irgendwohin zu legen. Dabei gelten die folgenden 3 einfachen Regeln:

(79)

1. *Hoher Verstärkungsgrad verlangt einen Arbeitspunkt möglichst hoch oben auf der „Kennlinie".*

2. *Hoher Wirkungsgrad verlangt einen Arbeitspunkt möglichst tief unten auf der „Kennlinie".*

3. *Maximale Leistungsabgabe verlangt einen Arbeitspunkt etwas unterhalb der Mitte der „Kennlinie".*

---

[1]) Bei experimentell aufgenommenen Kennlinien ist der Anfangspunkt A_0 der „Kennlinie" schlecht zu erkennen. Man bestimmt besser D durch Aufnahme der Kennlinienverschiebung $D(U_a'' - U_a')_{J_a = \text{const}}$ bei Änderung der Anodenspannung von U_a' auf U_a'' (vgl. Bd. I, § 8, Bild 28) und zwar am besten für diejenige Stromstärke J_a, die man später verwenden will, und berechnet daraus DU_g. Bei dem so bestimmten Anfangspunkt A_0 fließt manchmal schon ein merklicher Anodenstrom i_a, weil der Durchgriff D unten auf der Kennlinie meist etwas größer ist, die Kennlinie nach links noch weiter verläuft, als sie es bei konstantem D tun sollte.

Die erste Regel entspricht den schon beim Vorverstärker behandelten Richtlinien. Je höher der Arbeitspunkt, desto größer die Steilheit S der Kennlinie, und desto größer bei gegebener Gitterwechselspannung der Verstärkungsgrad. Wenn es also in erster Linie auf einen hohen Verstärkungsgrad ankommt, wähle man die negative Gittervorspannung U_g so klein wie möglich, d. h. praktisch so klein wie die maximal auftretende Gitterwechselspannung U_g, damit das Gitter gerade eben dauernd negativ bleibt. Jede unnötige Vergrößerung der negativen Gittervorspannung wirkt auf den Verstärkungsgrad ungünstig.

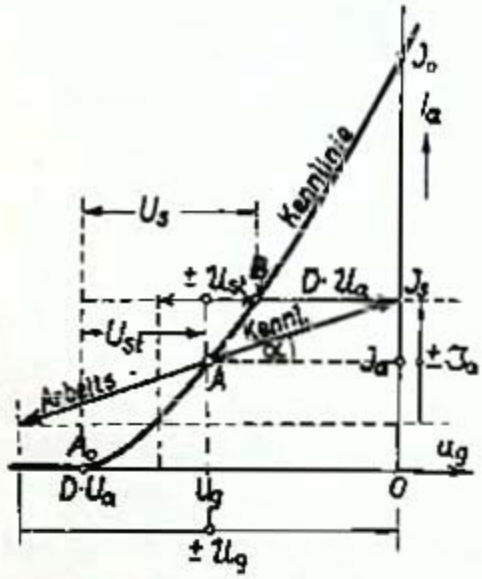

Bild 24. Zusammenhang zwischen den verschiedenen Strömen und Spannungen bei maximal zulässiger Aussteuerung.

Die zweite und dritte Regel sind das eigentliche Gebiet des Kraftverstärkers. Bei diesem spielt die Größe des Verstärkungsgrades, d. h. die Größe der zum Steuern erforderlichen Gitterwechselspannung U_g nur eine untergeordnete Rolle. Man kann sie praktisch durch eine Vorverstärkung so groß machen wie man will, muß dann freilich auch die negative Vorspannung U_g entsprechend groß machen, also den Arbeitspunkt A tiefer nach unten verlegen. Dadurch sinkt aber der Ruhestrom J_a und damit auch der in Rücksicht auf die Verzerrungen maximal zulässige Wechselstrom $\mathfrak{J}_a = j J_a$. Denn die Stromaussteuerung $j = \mathfrak{J}_a / J_a$ darf ja nach (68) in § 11 ein bestimmtes, von der Lage des Arbeitspunktes unabhängiges Maß nicht überschreiten. — Man verfällt leicht in den Fehler, sich die Aussteuerung durch die Gitterspannung auf der Kennlinie selbst verlaufend zu denken. Tatsächlich verläuft sie auf der „Arbeitskennlinie", die vom

Arbeitspunkt A aus nicht mit der Steilheit S der gewöhnlichen Kennlinie, sondern mit der

(80) „*Arbeitssteilheit*" $S_a = \operatorname{tg}\alpha = \dfrac{S}{1 + \mathfrak{R}_a/R_i} = \dfrac{1}{D R_i + D \mathfrak{R}_a}$

ansteigt. Vgl. Formel (12) in § 4. Bild 25 zeigt, wie sich S_a mit wachsendem $\mathfrak{R}_a/R_i$ immer mehr verkleinert. Solange man für $\mathfrak{R}_a$ freie Wahl hat, ist es daher immer möglich,

$\mathfrak{R}_a$ so zu wählen, daß bei der vollen Ausnutzung der maximal zulässigen Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$ doch nur ein Wechselstrom entsteht, der eine bestimmte vorgeschriebene Verzerrungsgrenze $\mathfrak{J}_a = j J_a$ nicht überschreitet. Dieser Widerstand sei bezeichnet mit

(81) „*Grenzwiderstand*" $\mathfrak{R}_{gr}$.

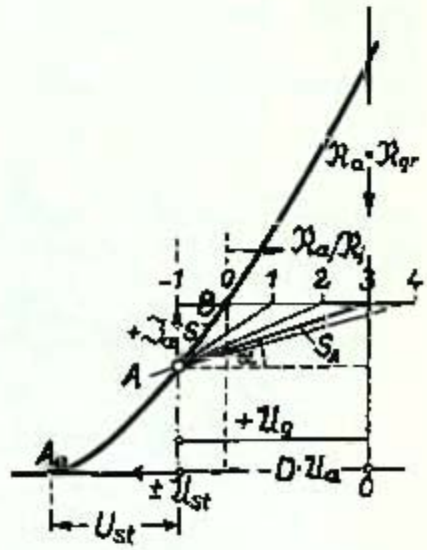

Bild 25. Konstruktion der Arbeitskennlinie mit der Steilheit S_a für verschiedenes $\mathfrak{R}_a/R_i$. Es ist $\dfrac{\mathfrak{R}_a}{R_i} = \dfrac{D\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_{st}}$. Vgl. Bild 24. Es ist angenommen, daß der Gleichstromwiderstand $R_a = 0$ ist.

Die Steuerwirkung von $\mathfrak{U}_g$ wird beim Grenzwiderstand durch die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a = D\mathfrak{R}_{gr}\mathfrak{J}_a$ gerade soweit verkleinert, daß die „Steuerwechselspannung" $\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a/S$ die durch $\mathfrak{J}_a = jJ_a$ festgelegte Grenze erhält. Die Arbeitskennlinie erreicht dann, wie in Bild 24 gezeichnet, die Ordinatenachse $u_g = 0$ in der Höhe $i_a = J_a + \mathfrak{J}_a = J_s$ und im Abstand $D\mathfrak{U}_a$ von der ursprünglichen Kennlinie. Denn im Zeitpunkt maximalen Stromes sinkt ja die Anodenspannung von U_a auf $U_a - \mathfrak{U}_a$ herab, so daß für diesen Zeitpunkt eine um $D\mathfrak{U}_a$ nach rechts verschobene Kennlinie maßgebend ist. Dies gilt für phasenreines $\mathfrak{R}_{gr}$. Bei einer Phasenverschiebung wird die Arbeitskennlinie eine Ellipse. Für $\varphi_a = 90^0$ erreicht der Strom sein Maximum $J_a + \mathfrak{J}_a = J_s$ für $u_a = 0$, also

$u_a = U_a$, d. h. auf der ursprünglichen Kennlinie. Die Spannung erreicht dann ihren kleinsten Wert $U_a - \mathfrak{U}_a$ beim Strom $i_a = J_a$, tangiert dort eine mit der konstanten Spannung $U_a' = U_a - \mathfrak{U}_a$ aufgenommenen Kennlinie. Bei voller Gitteraussteuerung $U_g = \mathfrak{U}_g$ tangiert die Arbeitskennlinie außerdem die Ordinatenachse $u_g = 0$. Es ergeben sich so insgesamt 6 tangierende Punkte der Arbeitskennlinie (vgl. Bild 26). Man erkennt, daß in diesem Falle $D\mathfrak{U}_a$ etwas (um etwa $\frac{1}{2}\mathfrak{U}_{st}$) größer werden kann als bei phasenreinem $\mathfrak{R}_{gr}$, weil sich die Steuerwirkung $D\mathfrak{U}_a$ geometrisch von $\mathfrak{U}_g$ abzieht (vgl. Bild 4 in § 3). Im folgenden soll der Einfachheit halber stets ein phasenreines $\mathfrak{R}_{gr}$ vorausgesetzt werden. Dann gibt es also für jeden Arbeitspunkt A einen günstigsten äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$, für den die geradlinige Arbeitskennlinie wie in Bild 26 strichpunktiert gezeichnet, gerade durch die Ecken des „Berührungsrechtecks" geht. Auch in Bild 24 war eine solche günstigste Arbeitskennlinie gezeichnet.

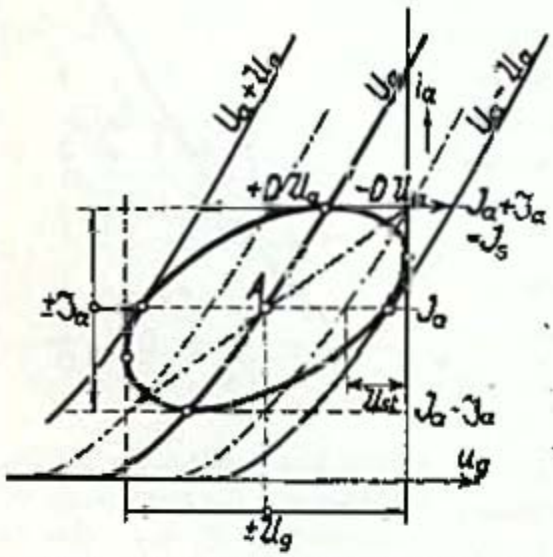

Bild 26. Arbeitskennlinie bei einer Phasenverschiebung von 90°.

Es bleibt jetzt noch zu untersuchen, welche Lage man dem Arbeitspunkt A selbst am besten gibt. Man erkennt zunächst folgendes: Wünscht man einen möglichst großen Wechselstrom $\mathfrak{J}_a = j J_a$, so ist ein möglichst hoher Arbeitspunkt mit großem J_a am günstigsten, da j nach § 11 durch die Verzerrungsgrenze festgelegt ist. Wünscht man dagegen eine möglichst große Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$, so ist ein möglichst tiefer Arbeitspunkt am günstigsten. Denn die maximal mögliche Wechselspannung

$\mathfrak{U}_a$ ist proportional $D\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_g - \mathfrak{U}_{st}$. Bei einem tieferen Arbeitspunkt ist aber $U_g = \mathfrak{U}_g$ größer, während $\mathfrak{U}_{st}$ kleiner ist, da der auszusteuernde Strom unten kleiner wird. Im Grenzfall für einen Arbeitspunkt nahezu im Anfangspunkt A_o der Kennlinie, d. h. für $U_g \approx DU_a$ könnte $\mathfrak{U}_a \approx U_a$ werden. (In Bild 24 oder 27 wird dann die Strecke $D\mathfrak{U}_a \approx DU_a$.) Der außerordentlich kleine Strom $\mathfrak{J}_a = jJ_a$ verlangt dann zum Aussteuern nur eine außerordentlich kleine Steuerspannung, so daß die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ durch Wahl eines außerordentlich großen äußeren Widerstandes $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ unbedenklich fast so groß wie die Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g \approx DU_a$ gemacht werden kann.

Hiernach ergibt sich die Regel 2: „Hoher Wirkungsgrad verlangt einen Arbeitspunkt möglichst tief unten auf der Kennlinie“ fast von selbst. Es ist ja

$$(82) \qquad \textit{Wirkungsgrad } \eta = \frac{\mathfrak{N}_a}{N_a} = \frac{1}{2}\,\frac{\mathfrak{J}_a}{J_a}\,\frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = \frac{1}{2}\,jh,$$

wenn wie früher $j = \mathfrak{J}_a/J_a = \textit{Stromaussteuerung}$ und neu

$$(83) \qquad h = \mathfrak{U}_a/U_a = \textit{„Spannungsausnutzung“}$$

gesetzt wird. Wie in § 11 abgeleitet wurde, wird die Stromaussteuerung j eindeutig durch die Verzerrungsgrenze festgelegt. Sie ist unabhängig von der Wahl des Arbeitspunktes auf der Kennlinie und für $\mathfrak{R}_a > 0{,}5\ R_i$ auch praktisch unabhängig vom äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$. Die Bedingung $\mathfrak{R}_a > 0{,}5\ R_i$ muß aber immer erfüllt sein, wenn man auf hohen Wirkungsgrad Wert legt. Liegt somit j ein für allemal fest, so folgt, daß der Wirkungsgrad η einfach um so größer wird, je größer man h macht. Daß man aber $\mathfrak{U}_a$ und somit h bei dem jeweils günstigsten äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ um so größer machen kann, je tiefer nach unten man den Arbeitspunkt A auf der Kennlinie verlegt, wurde ja soeben abgeleitet. Man muß dann nur eine entsprechend größere Wechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$ dem Gitter zuführen, verliert also an Verstärkungsgrad und muß außerdem den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ sehr groß machen, viele Male größer als R_i, was praktisch unter Umständen

Schwierigkeiten macht. Besonders ist aber zu beachten, daß bei dem tieferen Arbeitspunkt mit J_a auch $\mathfrak{J}_a$ und die Leistungen N_a und $\mathfrak{N}_a$ entsprechend kleiner werden, wenn nicht die Betriebsspannung U_a entsprechend heraufgesetzt werden kann. Nur wenn das letztere möglich wäre, würde es auf einen hohen Wirkungsgrad ankommen. Ist aber U_a durch praktische Rücksichten begrenzt, so kommt es mehr auf eine große Leistungsabgabe bei gegebenem U_a an, wofür die Regel 3 zuständig ist.

Bei der üblichen Verzerrungsgrenze, die durch den Klirrfaktor $k = 5\%$ gekennzeichnet wird, kann man nach (69) $j = 1$ ansetzen. h wird im Grenzfall für einen Arbeitspunkt nahezu im Nullpunkt A_0 der „Kennlinie" gleich 1, es kann dann $\mathfrak{U}_a \approx U_a$ gemacht werden. Es ist dann

$$\eta_{max} = \frac{1}{2} = 50\% \quad \text{für } j = 1 \text{ und } h = 1. \tag{84}$$

Auch die Regel 3, der günstigste Arbeitspunkt A in Bezug auf eine maximale Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a\mathfrak{J}_a$ ergibt sich durch Weiterführen der obigen Überlegungen. Wenn abgeleitet wurde: Je höher der Arbeitspunkt, desto größer $\mathfrak{J}_a$, je tiefer der Arbeitspunkt, desto größer $\mathfrak{U}_a$, so muß irgendwo in der Mitte das Produkt $\mathfrak{U}_a\mathfrak{J}_a$ ein Maximum werden. Man kann dies Optimum leicht noch genauer festlegen. Dazu bedient man sich am besten einer graphischen Konstruktion. In Bild 27 sind für drei Arbeitspunkte A_1, A_2 und A_3 die „Leistungsdreiecke" für $j = 1$ d. h. $\mathfrak{J}_a = J_a$, schraffiert eingezeichnet. Deren obere wagerechte Seite ist gleich $D\mathfrak{U}_a$, ihre rechte senkrechte Seite gleich $\mathfrak{J}_a$, ihr Flächeninhalt also gleich $\frac{1}{2} D\mathfrak{U}_a \cdot \mathfrak{J}_a = D\mathfrak{N}_a$. Da der Durchgriff D der Röhre unabhängig vom Arbeitspunkt, konstant ist, so ist der Arbeitspunkt so zu wählen, daß das zugehörige Leistungsdreieck möglichst groß wird. Der Augenschein zeigt schon, daß das angenähert in der Mitte der Kennlinie der Fall sein wird. Da für beliebig großes j ganz allgemein $\mathfrak{J}_a$ proportional zu J_a ist, so ist $\mathfrak{N}_a$ auch proportional zu $D\mathfrak{U}_a \cdot (J_a + \mathfrak{J}_a) = D\mathfrak{U}_a J_a$, d. h. proportional zu

einem Dreieck, das oben wieder die Seite $D\mathfrak{U}_a$ besitzt, dessen untere Spitze aber im Nullpunkt 0 liegt (Bild 28). Wäre die Kennlinie eine von A_0 an schräg ansteigende gerade Linie, so wäre dies „Berührungsdreieck" bekanntlich am größten, wenn sein auf der Kennlinie liegender Eckpunkt B genau über der Mitte zwischen A_0 und dem Nullpunkt 0 läge, d. h. wenn $D\mathfrak{U}_a = \frac{1}{2} D U_a$ also $h = 50\%$ wäre. Legt man eine Raum-

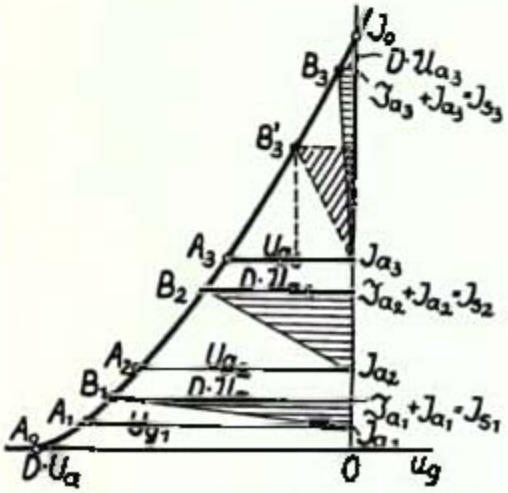

Bild 27. Größe der Leistungsdreiecke (schraffiert) für $j = 1$ in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt A. Der Flächeninhalt der Leistungsdreiecke ist gleich D mal der abgegebenen Leistung $\mathfrak{N}_a$. Für B'_3 ist $j < 1$.

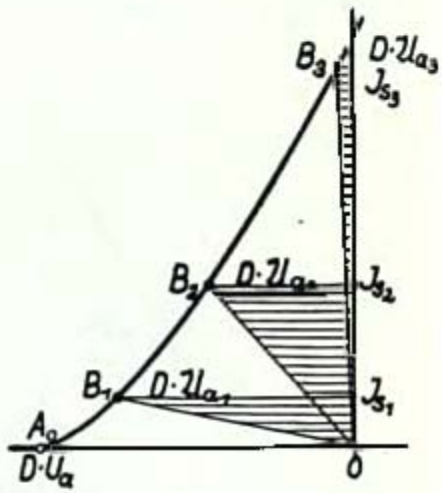

Bild 28. Berührungsdreiecke. Ihr Flächeninhalt ist $\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) D \mathfrak{N}_a$.

ladungskennlinie $i_a = K u_{st}^{1,6}$ zu grunde, so ergibt sich aus einer einfachen Rechnung für das Maximum

$$\mathfrak{U}_a = \frac{2}{5} U_a, \tag{85}$$

also $h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = 40\% =$ *günstigste Spannungsausnutzung.*

Für eine Kennlinie der Form $i_a = k u_{st}^{\gamma}$ würde sich $h = \frac{1}{\gamma + 1}$ ergeben, z. B. für $\gamma = 2$: $h = \frac{1}{3} = 33\%$. — Diese Rechnung gilt für beliebiges j, setzt nur voraus, daß $\mathfrak{J}_a$ immer

proportional zu J_a ist. Man beachte, daß hierdurch zunächst nur der Punkt B festgelegt ist, nicht der Arbeitspunkt A auf der Kennlinie. Um diesen zu finden muß man in der graphischen Darstellung die Ordinate J_s von B im Verhältnis $\frac{1}{1+j}$ teilen und erhält so J_a, die Ordinate von A. Diese Konstruktion ist also davon abhängig, welche Stromaussteuerung j man in Rücksicht auf die Verzerrungen zulassen will. Für $j = 1$ liegt einfach A halb so hoch auf der Kennlinie wie B. Für eine Raumladungskennlinie ergibt sich hiernach gemäß Tafel V eine günstigste negative Vorspannung $U_g = 0{,}64\,D\,U_a$, also eine Steuergleichspannung $U_{st} = 0{,}36\,D\,U_a$. Der Punkt B liegt also rechts, der Punkt A links von der Mitte der Kennlinie. Vgl. Bild 29. Auf ein sehr genaues Einhalten dieser Bedingung kommt es aber nicht an, wie Bild 30 zeigt. Ändert man U_g von $0{,}5\,D\,U_a$ (Punkt A_1) bis $0{,}75\,D\,U_a$ (Punkt A_2) wird $\mathfrak{R}_a$ an den Grenzen nur 20% kleiner als $\mathfrak{R}_{amax}$ im Optimum (Punkt A_m) für $U_g = 0{,}64\,D\,U_a$. Der Ruhestrom J_a und damit auch der Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ ist zwar bei A_2 rund 3mal kleiner als bei A_1, dafür steigt aber h rund von $h_1 = 0{,}2$ bis $h_2 = 0{,}6$, d. h. die Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ wird 3mal größer, so daß $\mathfrak{R}_{a1} \approx \mathfrak{R}_{a2}$ bleibt. Um die hohe Spannungsausnutzung zu erreichen, muß der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ bei A_2 rund 9mal größer gewählt werden, als bei A_1. Man beachte, daß die obere Skala in Bild 30 nicht $\mathfrak{R}_{gr}$ selbst, sondern das Verhältnis $\mathfrak{R}_{gr}/R_i$ angibt, und da sich auch R_i mit dem Arbeitspunkt ändert, bei A_2 rund $\sqrt{3}$mal größer ist als bei A_1.

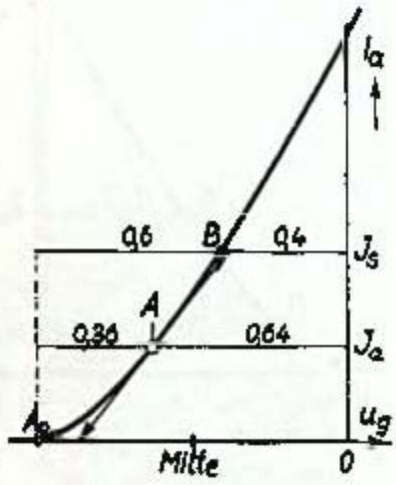

Bild 29. Günstigste Lage des Arbeitspunktes A und des Strommaximumpunktes B auf der Kennlinie für $j = 1$, d. h. $\mathfrak{J}_a = J_a$ und $J_s = J_a + \mathfrak{J}_a = 2\,J_a$.

Daher ändert sich $\mathfrak{R}_{gr}/R_i$ bei der 9fachen Änderung von $\mathfrak{R}_{gr}$ nur rund 6fach. Der Wirkungsgrad η steigt von 0,1 bei A_1 auf 0,3 bei A_2, ebenso viel, wie J_a sinkt, weil ja U_a konstant bleibt und $\mathfrak{R}_{a1} \approx \mathfrak{R}_{a2}$ ist.

Tafel V (vgl. Bild 30).

Formeln für eine Raumladungskennlinie $i_a = K' u_{st}^{1,5}$.

A. Allgemein gültige Definitionen und Formeln.

Gleichstrom: $J_a = K' U_{st}^{1,5}$; $\quad U_{st} = DU_a - U_g$

Wechselstrom: $\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{U}_{st}$; $\quad \mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\mathfrak{U}_a$

Höchststrom: $J_s = J_a + \mathfrak{J}_a = K' U_s^{1,5}$; $\quad U_s = U_{st} + \mathfrak{U}_{st}$.

$$h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = \frac{D\mathfrak{U}_a}{DU_a}; \quad j = \frac{\mathfrak{J}_a}{J_a} = 1{,}5\,\frac{\mathfrak{U}_{st}}{U_{st}}; \quad \eta = \frac{\mathfrak{N}_a}{N_a} = \frac{1}{2}hj.$$

$$S = 1{,}5\,\frac{J_a}{U_{st}}; \qquad R_i = \frac{1}{SD}.$$

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{h}{j}\,\frac{U_a}{J_a}; \quad \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i} = \frac{D\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_{st}}.$$

B. Grenzgitterspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$ vorausgesetzt.

$$U_s = DU_a - D\mathfrak{U}_a = (1-h)DU_a; \quad h = 1 - U_s/DU_a.$$

$$\mathfrak{U}_g = U_g = \frac{j + 1{,}5h}{j + 1{,}5} \cdot DU_a = \frac{j + 1{,}5h}{j(1-h)}\,\mathfrak{U}_{st}; \quad \frac{R_a}{R_i} = \frac{h}{1-h}\,\frac{j+1{,}5}{j}.$$

$$N_a = U_a J_a = K' \left(\frac{1-h}{1 + j/1{,}5}\right)^{1,5} D^{1,5} U_a^{2,5}; \quad \mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}hjN_a.$$

C. Annahme: $h = 0{,}4$, d. h. maximale Leistung und $j = 1$ wegen Verzerrungsgrenze.

$$U_s = 0{,}6DU_a; \quad U_{st} = 0{,}36DU_a; \quad U_g = \mathfrak{U}_g = 0{,}64DU_a = 2{,}7\mathfrak{U}_{st}.$$

$$\mathfrak{R}_a = 0{,}4\,\frac{U_a}{J_a}; \quad \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i} = 1{,}67; \quad \eta = 0{,}2 = 20\,\%$$

D. Annahme: $h = 0{,}8$ und $j = 1$.

$$U_s = 0{,}2DU_a; \quad U_{st} = 0{,}12DU_a; \quad U_g = \mathfrak{U}_g = 0{,}88DU_a = 11\mathfrak{U}_{st}.$$

$$\mathfrak{R}_a = 0{,}8\,U_a/J_a; \quad \mathfrak{R}_a/R_i = 10; \quad \eta = 0{,}4 = 40\,\%.$$

Bei gleichem DU_a sinkt N_a auf $\frac{1}{3\sqrt{3}} = \frac{1}{5{,}2}$, $\mathfrak{R}_a$ auf $\frac{1}{2{,}6}$ des Wertes C bei $h = 0{,}4$.

Macht man U_g kleiner als $0{,}5\,DU_a$, d. h. legt man den Arbeitspunkt höher als A_1, so ergibt die Aussteuerung $j = 1$ nicht mehr die maximale Leistung $\mathfrak{N}_a$. Vgl. B_3' in Bild 27. Für $j = 1$ würden $\mathfrak{N}_a$ und η bei $U_g = 0{,}4\,DU_a$ null werden (der in Bild 30 punktiert gezeichnete Verlauf), denn dort würde $h = 0$ werden, eine Stromaussteuerung $j = 1$ wäre mit der kleinen, maximal zulässigen Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g = 0{,}4\,DU_a$ nur bei

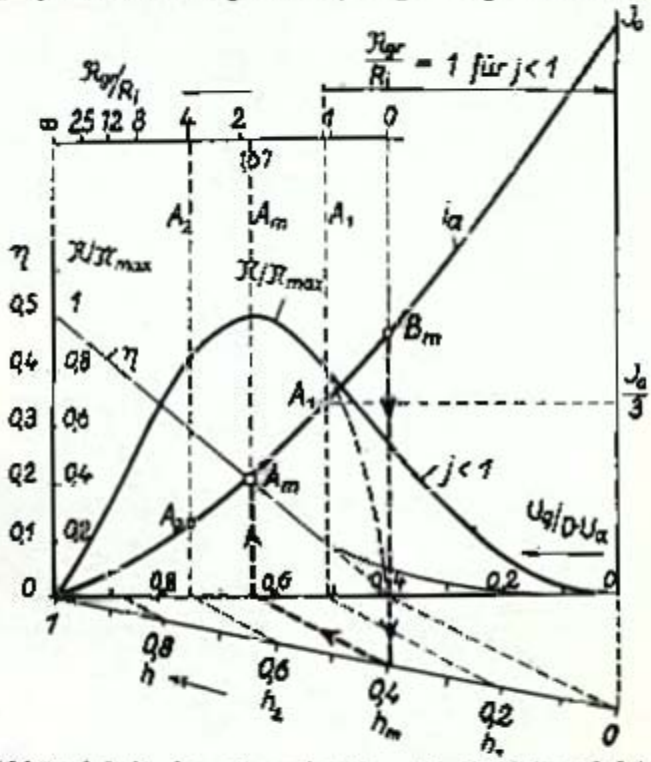

Bild 30. Abhängigkeit der abzugebenden Wechselstromleistung $\mathfrak{N}$, des Wirkungsgrades η sowie der Spannungsausnutzung h (untere schräge Skala) und des Grenzwiderstandes $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ (obere Skala) vom Arbeitspunkt A auf der Kennlinie, d. h. von der negativen Gittervorspannung U_g. Voraussetzung: $j = 1$. Formeln siehe Tafel V.

einem äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a = 0$ zu erreichen. Für noch kleineres $\mathfrak{U}_g = U_g$ wäre $j = 1$ überhaupt nicht mehr herstellbar. Der Arbeitspunkt A liegt dann schon so hoch, daß ein doppelt so hoher Punkt B auf „der Kennlinie" bei negativer Gitterspannung nicht mehr vorhanden ist. Der ausgezogene Verlauf gibt an, wie groß dann $\mathfrak{N}_a$ und η im günstigsten Fall werden. Das günstigste $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ ist in diesem Bereich praktisch gleich R_i.

§ 14. Folgerungen.

a) Mindestanodengleichspannung und Mindestdurchgriff. Man beachte, daß die 3 Regeln (79) ganz allgemein gelten, unabhängig von dem Durchgriff D der Röhre und von der verwandten Anodenspannung U_a. Aus der Regel 3 folgt, daß bei gegebenem Durchgriff D zu jeder Spannung U_a eine bestimmte maximale unverzerrte Leistung $\mathfrak{N}_a$ gehört. Denn jedem U_a entspricht im günstigsten Arbeitspunkt der Kennlinie ein bestimmtes J_a und damit auch ein bestimmtes $N_a = U_a J_a$ und $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} h j N_a$. Dann muß aber auch umgekehrt zu jeder geforderten Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ eine bestimmte **Mindestspannung** U_a gehören, unter der $\mathfrak{N}_a$ nicht mehr hergestellt werden kann. Tafel VI zeigt, welche Werte sich hierfür ergeben und zwar für verschiedene Durchgriffe D. Je größer D, mit desto kleineren Spannungen kommt man aus, weil ja J_a von dem Produkt DU_a abhängt.

Bei gegebenem U_a folgt ebenso für jede Leistung $\mathfrak{N}_a$ ein bestimmter Mindestdurchgriff D, der sich auch aus Tafel VI ablesen läßt. Für $\mathfrak{N}_a = 1$ Watt braucht man z. B. für $U_a = 340$ Volt eine Röhre mit mindestens $D = 10\,\%$; für $U_a = 148$ Volt wäre mindestens $D = 40\,\%$ erforderlich. Ein so großer Durchgriff ist natürlich für die Verstärkung sehr ungünstig. Bei maximaler Leistung ($h = 0{,}4$) ist ganz allgemein

$$(86) \qquad \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = \frac{j + 1{,}6\,0{,}4}{j + 0{,}6\,D} = \frac{0{,}65}{D} \quad \text{für} \quad j = 1.$$

Für $D = 40\,\%$ ist also die „verstärkte" Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a = 1{,}56\,\mathfrak{U}_g$, d. h. nur um 56 % größer als die „unverstärkte" Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ selbst! Leistungsmäßig kann dabei freilich die Verstärkung immer noch hoch sein, da die Gitterspannung „leer läuft", stromlos ist, während die Anodenspannung mit dem Strome $\mathfrak{J}_a$ belastbar ist. Ein weiterer Nachteil großen Durchgriffs ist der in Tafel VI, Anmerkung 4 angegebene.

Tafel VI.

Mindestanodenspannung U_a, um bei einer Röhre mit der Raumladungskonstante $K' = 0{,}33 \cdot 10^{-3} \frac{A}{V^{3/2}}$ und dem Durchgriff D eine bestimmte unverzerrte ($j = 1$) Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ herzustellen.

(Es ist $h = 0{,}4$; $N_a = 0{,}743 \cdot 10^{-6} D^{1,5} U_a^{2,5}$; $\mathfrak{N}_a = 0{,}2\ N_a$.)

$\mathfrak{N}_a =$	0,1	1	10	100	1000 Watt	$(1 + D)^{3/2}$
$N_a =$	0,5	5	50	500	5000 Watt	
D = 2,5 %	312	784	1960	4960	12500 Volt	1,03
5 %	206	516	1300	3280	8260 „	1,07
10 %	136	340	855	2160	5450 „	1,15
20 %	90	224	563	1425	3590 „	1,31
40 %	59	148	372	940	2370 „	1,66

Anmerkungen zu Tafel VI:

1. Die Tafel liefert gleichzeitig den Mindestdurchgriff D, wenn eine bestimmte Leistung $\mathfrak{N}_a$ mit der zugehörigen in der Tafel angegebenen Anodenspannung U_a erzeugt werden soll. Um z. B. $\mathfrak{N}_a = 1$ Watt mit $U_a = 224$ Volt zu erzeugen, ist ein Mindestdurchgriff $D = 20\,\%$ erforderlich.

2. Der Wirkungsgrad der Tafel ist $\eta = 20\,\%$. Er steigt auf $\eta_1 = \left[50 - 30 \frac{D}{D_1}\right]\%$ wenn bei gleichem K', N_a und U_a (also auch gleichem $J_a = \frac{N_a}{U_a}$) der Durchgriff nicht D der Tafel, sondern $D_1 > D$ ist. Ebenso steigt er auf $\eta_1 = \left[50 - 30 \cdot \left(\frac{U_a}{U_{a_1}}\right)^{5/2}\right]\%$, wenn bei gleichem N_a und D die Anodenspannung nicht U_a der Tafel, sondern $U_{a_1} > U_a$ ist. Es wird z. B. $\eta_1 = 2\eta = 40\,\%$ für $D_1 = 3\,D$ oder $U_{a_1} = 1{,}93\ U_a$. — Die Leistung $\mathfrak{N}_{a_1} = \eta_1 N_a$ wächst in beiden Fällen proportional η_1 (vgl. § 14b).

3. Die Tafel gilt auch angenähert für ein anderes j als $j = 1$, wenn man nur statt $\mathfrak{N}_a$ der Tafel $\mathfrak{N}_{aj} = j\mathfrak{N}_a$ setzt. Für $j = 0{,}6$ wäre z. B. nur die erste Zeile durch $\mathfrak{N}_a = 0{,}06;\ 0{,}6 \cdots$ Watt zu ersetzen.

4. Bei einer Änderung des Durchgriffs D einer Röhre durch Vergrößerung der Löcher im Gitter bleibt nicht wie hier angenommen K', sondern K konstant. Die tatsächliche Steuerfähigkeit des Gitters

$$K' = \frac{K}{(1+D)^{3/2}} \quad \text{(vgl. Bd. I, (39), Seite 72)} \tag{87}$$

nimmt mit wachsendem D ab. Das macht sich für $D > 10\,\%$ erheblich bemerkbar. Vgl. letzte Spalte von Tafel VI.

b) **Grenze durch die maximal zulässige Anodenbelastbarkeit.** Bei allen bisherigen Überlegungen ist noch ein wichtiger Faktor außer Acht gelassen worden: die maximal zulässige Anodenbelastung. Die zugeführte Gleichstromleistung wird beim Kraftverstärker ja nur zu einem geringen Teil ($\eta \approx 20\,\%$) in Wechselstromleistung umgewandelt, setzt sich daher hauptsächlich in Erwärmung der Anode um. Bei Verstärkung von Sprache oder Musik tritt außerdem in den Pausen ja überhaupt keine Abgabe von Wechselstromleistung ein, während die Gleichstromleistung unverändert bestehen bleibt. Die Anode muß also imstande sein, die volle Gleichstromleistung $N_a = U_a J_a$ aufzunehmen und als Wärme wieder nach außen abzugeben. Das letztere geschieht bei dem guten Vakuum fast nur durch Wärmestrahlung. Die Anode muß sich also im stationären Zustande so hoch erhitzen, bis sie durch Wärmestrahlung die Leistung N_a nach außen wieder abgibt (vgl. Bd. I, § 6 a und Tafel I, Spalte 5 auf Seite 22). Bei Wolframröhren mit gut durchgebildetem Wärmeschutz aller Glasdurchführungen, die sich mit erwärmen können, darf sich die Anode bis auf helle Rotglut erhitzen und kann dann bei 1500° abs. etwa 5 Watt/cm² abgeben. Bei kleineren Bariumröhren geht man ungern über 900° abs. = 627° C mit etwa $^1/_3$ Watt/cm². Für RE 134 mit 11 cm² äußerer Anodenoberfläche werden vom Fabrikanten 3 Watt, für RE 604 mit 33 cm² Oberfläche 12 Watt als zulässig angegeben (vgl. Bd. I, Seite 120—121). Röhren mit geschwärzter äußerer Anodenoberfläche können etwa die 3 fache Wärmemenge durch Strahlung nach außen abgeben.

Bei gegebener Anodenbelastung $N_a = U_a J_a$ ist zwangläufig für jede Anodenspannung U_a der maximale Gleichstrom $J_a = N_a/U_a$

festgelegt und damit auch der höchstmögliche Arbeitspunkt auf der Kennlinie. Liegt dieser über der „Mitte" der Kennlinie[1]), so kann man nach wie vor den tieferen günstigsten Arbeitspunkt auf der „Mitte" der Kennlinie wählen, bei dem die Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ am größten gemacht werden kann. Liegt er dagegen unter der „Mitte", so würde ein Arbeitspunkt auf der „Mitte" eine zu große Anodenbelastung ergeben. Man muß dann den Arbeitspunkt so tief legen, daß $J_a = N_a/U_a$ wird. Bild 31 zeigt, wie hiernach der günstigste Arbeitspunkt für eine Röhre mit einer Anodenbelastung $N_a = 12$ Watt und einem Durchgriff $D = 10\,\%$ zu wählen ist, wenn man sie mit verschiedenen Anodenspannungen U_a betreibt. Es sind zunächst die Kennlinien eingezeichnet, die sich experimentell ohne Überlastung der Anode mit dauerndem Gleichstrom nur bis zur eingezeichneten 12 Wattgrenze aufnehmen lassen. Die höheren Teile lassen sich aber durch kurzzeitige Spannungsimpulse noch messen. Ferner ist eine Linie eingezeichnet, die die „Mitten" der Kennlinien miteinander verbindet. Über $U_a = 400$ Volt bestimmt die Anodenbelastung den günstigsten Arbeitspunkt, unter $U_a = 400$ Volt ist es dagegen besser, den Arbeitspunkt tiefer, auf die „Mitte" der Kennlinie zu legen. Die Anodenbelastung kann dann nicht voll ausgenutzt werden, weil für die kleinen Spannungen U_a der Durchgriff zu klein ist. Für den Eckpunkt mit $U_a = 400$ Volt ergibt sich eine maximale Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a = 0{,}2\ N_a = 2{,}4$ Watt für $j = 1$. Für kleinere Anodenspannungen bleibt der

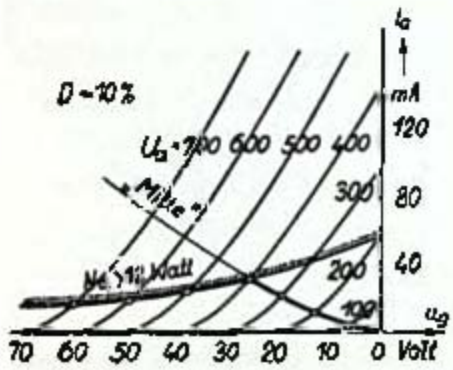

Bild 31. Günstigste Arbeitspunkte = Punkte auf der dick ausgezogenen, geknickten Linie. Lage teils durch Anodenbelastung (12 Watt), teils durch günstigste Lage („Mitte") festgelegt. $D = 10\,\%$. $U_a = 0$ bis 700 V.

[1]) Mit „Mitte" soll hier abgekürzt der günstigste Arbeitspunkt auf der Kennlinie nach § 13 bezeichnet werden. Für $j = 1$ ist z. B. $U_g = 0{,}64\,D\,U_a$ die „Mitte".

Wirkungsgrad $\eta = \mathfrak{N}_a/N_a = \frac{1}{2}\,hj = 20\,\%$, da der günstigste Arbeitspunkt auf der „Mitte" der Kennlinie und daher $h = 0{,}4$ bleibt. Die maximal abzugebende Leistung $\mathfrak{N}_a$ sinkt also ebenso wie N_a sehr schnell, wie $U_a^{5/2}$, mit der Spannung auf null ab. Mit Spannungen unter 400 Volt arbeitet die Röhre also sehr ungünstig! Über 400 Volt bleibt $N_a = 12$ Watt konstant, aber der Wirkungsgrad steigt, weil der Arbeitspunkt tiefer als die „Mitte" liegt, um so tiefer, je größer U_a. Bei $U_a = 600$ Volt wird nach Tafel VI Anm. 2: $\eta_1 = \left[50 - 30\left(\frac{400}{600}\right)^{5/2}\right] = 35\,\%$. Also wird $\mathfrak{N}_a = \eta_1 N_a = 4{,}2$ Watt. Durch die Steigerung der Spannung gewinnt man also zunächst ziemlich viel an Leistung. Durch eine noch weitere Steigerung gewinnt man freilich kaum noch etwas, da ja stets $\eta < \frac{1}{2}\,j = 50\,\%$ bleibt. Vgl. auch Bild 30.

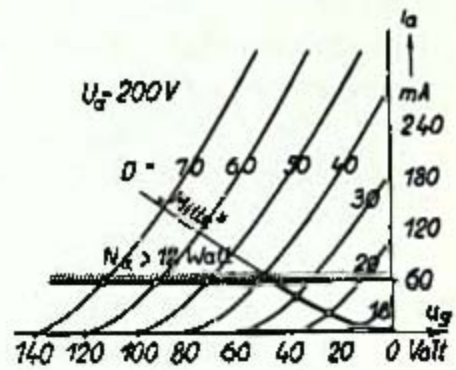

Bild 32. Wie Bild 31, nur $U_a = 200$ V konstant, D = 10 bis 70 %.

Im wesentlichen das gleiche wie bei einer Steigerung der Spannung U_a erreicht man durch Wahl einer Röhre mit größerem Durchgriff D. Bild 32 zeigt, wie sich die Verhältnisse dabei gestalten. Bei konstanter Anodenspannug $U_a = 200$ Volt verschieben sich die Kennlinien mit wachsendem Durchgriff ebenso nach links, wie in Bild 31 mit wachsender Spannung. Die 12 Watt-Grenze ist hier eine Horizontale in der Höhe $J_a = N_a/U_a = 60$ mA. Sie schneidet die „Mitte"-Linie bei $D = 36\,\%$. Hier ist wieder $\eta = 20\,\%$, also $\mathfrak{N}_a = 2{,}4$ Watt. Für kleinere Durchgriffe ist es wieder günstiger, den Arbeitspunkt auf die „Mitte" der Kennlinie zu legen, wobei dann wieder die Anodenbelastung gar nicht ausgenutzt wird und die Leistung mit kleinerem Durchgriff ziemlich schnell, wie $D^{5/2}$ (gegenüber $U^{5/2}$ bei Änderung von U_a) bis auf null absinkt. Für größere Durch-

griffe liegt der günstigste Arbeitspunkt wieder tiefer als die Mitte, so daß η und damit $\mathfrak{N}_a$ anwachsen. Nach Tafel VI Anm. 2 wird $\eta_1 = \left[50 - 30 \cdot \frac{36}{D_1}\right]\%$, also z. B. für $D_1 = 54\,\%$, $\eta_1 = 30\,\%$ und $\mathfrak{N}_{a_1} = 12\,\eta_1 = 3{,}6$ Watt. Für $D = 54\,\%$ braucht man freilich nach Bild 32 eine Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$ von 82 Volt, während man bei $D = 10\,\%$ und $U_a = 600$ Volt nach Bild 31 nur 50 Volt braucht. Schließlich muß noch darauf hingewiesen werden, daß die Kennlinienkonstante $K' \approx K/(1 + D)^{3/2}$ bei so großen Durchgriffen erheblich kleiner wird, die Kennlinien flacher verlaufen als bei kleinen Durchgriffen (vgl. Tafel VI, Anmerkung 4). Dadurch wird der hier berechnete Vorteil großen Durchgriffs stark herabgesetzt. Über $D = 30\,\%$ sollte man nie gehen, immer lieber die Anodenspannung größer machen. Zusammenfassend ergibt sich:

(88) *Bei den in Tafel VI zusammengestellten Mindestwerten für U_a und D ist der Wirkungsgrad $\eta = 20\,\%$, die Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ also höchstens gleich 20 % der Anodenbelastbarkeit. Bei Erhöhung von U_a oder D über diese Beträge hinaus steigt η bis maximal 50 %. In gleicher Weise steigt $\mathfrak{N}_a$ bei gegebener Anodenbelastbarkeit. Die Erhöhung der Anodenspannung U_a ist wirksamer als die Vergrößerung des Durchgriffs, ergibt ferner einen höheren Verstärkungsgrad.*

Statt die Leistungsverhältnisse, wie bisher geschehen, in dem normalen (i_a, u_g)-Kennlinienfeld, mit der konstanten Anodenspannung U_a als Parameter darzustellen, kann man auch das (i_a, u_a)-Kennlinienfeld mit der konstanten Gitterspannung U_g als Parameter dazu verwenden (vgl. Bild 33). Der Verlauf der Kennlinien ist im wesentlichen derselbe, nur der Maßstab der Anodenspannung 1/D (= 10 für $D = 0{,}1$) mal größer als der der Gitterspannung in der früheren Darstellung von Bild 31 und 32. Die Grenze der konstanten, maximal zulässigen Anodenbelastung N_a ist hier die Hyperbel $J_a = N_a/U_a$. Für $N_{a\,max} = 12$ Watt und $U_a = 500$ Volt ist z. B. $J_{a\,max} = 24$ mA. So ergibt sich in Bild 33 der Arbeitspunkt A mit der erforderlichen negativen Gittervorspannung $U_g = -38$ Volt. Läßt man maximal eine

bestimmte Stromaussteuerung $j = \mathfrak{J}_a/J_a$ zu, die bei einer Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$ erreicht werden soll, so muß die tiefste Anodenspannung $U_{a\,min} = U_a - \mathfrak{U}_a$ auf der Kennlinie für $U_g = 0$ liegen und zwar in der Höhe $i_a = J_a + \mathfrak{J}_a$ (Punkt B). Das links von dieser Kennlinie liegende in Bild 33 horizontal schraffierte Gebiet ist der nicht ausnutzbare Teil der Anodenspannung, die Restspannung $U_r = U_a/D$, die erforderlich ist, um bei $u_g = 0$ den Strom $J_a = J_a + \mathfrak{J}_a$ zu erzeugen. Das schräg schraffierte, oben durch die Gerade AB begrenzte Dreieck hat einen Flächeninhalt $\frac{1}{2}\,\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a$, der also unmittelbar die abgegebene Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ darstellt. Die Arbeitskennlinie ist die durch A und B gehende Gerade, deren Neigung $\cot g\,\alpha = \mathfrak{U}_a/\mathfrak{J}_a = \mathfrak{R}_a$ den erforderlichen Grenzwiderstand darstellt. Die Aussteuerung erfolgt nach der anderen Seite bis $u_g = -38 \cdot 2 = -76$ Volt, also nicht ganz bis zum Nullpunkt, wie das für $j = 1$ zu erwarten war. Auch hier kann man eine die „Mitte" der Kennlinien verbindende Kurve einzeichnen, die den günstigsten Arbeitspunkt angibt, wenn nicht die Anodenerwärmung sondern die maximale Leistungsabgabe maßgebend ist. Diese Kurve schneidet im vorliegenden Fall die $N_a = 12$ Watt-Hyperbel bei $U_a = 400$ Volt. Unter 400 Volt Anodenspannung erhält man also eine größere Leistungsabgabe, wenn man den Arbeitspunkt tiefer legt, als es der zulässigen Anodenbelastung $N_a = 12$ Watt entspricht. Die Anode wird dann gar nicht voll belastet.

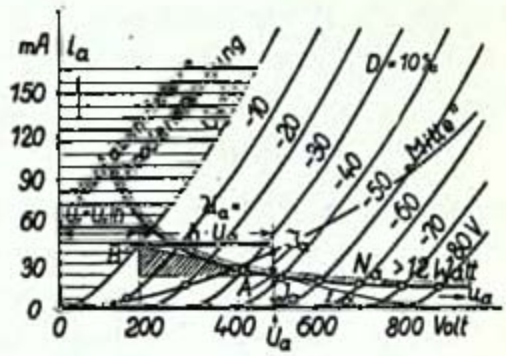

Bild 33. Gleiche Darstellung wie im Bild 31, nur im (i_a, u_a)-Kennlinienfelde.

§ 15. Mehrgitterröhren.

Bei Eingitterröhren besteht die Hauptschwierigkeit darin, daß die ganze Steuerspannung $u_{st} = u_g + Du_a$ von der Anoden-

seite aufgebracht werden muß, wenn das Gitter dauernd negativ bleiben soll. Günstigstenfalls wird $u_g = -U_g + \mathfrak{U}_g = 0$ und zwar in dem Augenblick, wo der Anodenstrom seinen größten Wert $J_s = J_a + \mathfrak{J}_a$ annehmen soll. Um dies zu erreichen, ist gemäß der Kennlinie eine bestimmte Steuerspannung $U_s = U_{st} + \mathfrak{U}_{st}$ erforderlich, die für $u_g = 0$ allein durch Du_a hervorgerufen werden muß. u_a ist aber, phasenreines $\mathfrak{R}_a$ vorausgesetzt, gerade im Minimum, gleich $U_a - \mathfrak{U}_a$, wenn i_a im Maximum ist. Es muß also

$$(89) \qquad U_s = D\,(U_a - \mathfrak{U}_a) \quad \text{oder} \quad h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = 1 - \frac{U_s}{DU_a}$$

sein; die Anodenspannung U_a kann nur schlecht ausgenutzt werden, die Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ muß erheblich kleiner bleiben als U_a, weil noch eine Spannung

$$(90) \qquad U_r = U_a - \mathfrak{U}_a = U_s/D$$

„Restspannung" bei Eingitterröhren

an der Anode übrig bleiben muß, die ausreichen muß, um den Strom trotz negativer Gitterspannung auf seinen vollen Wert J_s zu bringen. Diese Restspannung ist um so größer, je größer J_s, d. h. je größer die Leistungen sind und je kleiner der Durchgriff D ist. Daraus ergeben sich die in § 13 und 14 besprochenen Verhältnisse.

Diese Schwierigkeiten hat man wie beim Vorverstärker dadurch zu vermeiden gesucht, daß man der Anode die Verschiebung der Kennlinie ins Positive abnimmt und diese Funktion einem besonderen Verschiebungsgitter zuteilt. Nach den Ausführungen in § 7 legt man dies am besten als Schutznetz- oder Schirmgitter zwischen Steuergitter und Anode. Unter Einhaltung der dort gemachten Bedingungen, insbesondere von Satz (37), wird dann für derartige Zweigitterröhren folgendes erreicht:

a) Die Verschiebung der Kennlinie in das Gebiet negativer Gitterspannung wird praktisch nicht mehr durch die Anodenspannung U_a und den Durchgriff D_{ag}, sondern durch die Spannung U_v des Verschiebungsgitters und dessen Durchgriff D_{vg}

hergestellt. Es wird die für den Arbeitspunkt A und die Größe des Anodengleichstroms maßgebende Steuergleichspannung

(91) $$U_{st} = D_{vg}U_v + D_{ag}U_a - U_g \approx D_{vg}U_v - U_g,$$

wenn man $D_{ag} \approx 0$, d. h. die Löcher im Verschiebungsgitter sehr klein macht.

Um mit kleinen Spannungen U_v am Verschiebungsgitter auszukommen, ist es zweckmäßig, D_{vg}, d. h. die Löcher im Steuergitter groß zu machen, wodurch freilich die Steuerfähigkeit dieses Gitters ein wenig herabgesetzt wird. Vgl. Tafel VI Anmerkung 4 in § 14a.

b) Mit verschwindendem D_{ag} verschwindet auch die Anodenrückwirkung $D_{ag}U_a$ der Anodenwechselspannung. Für die Aussteuerung des Anodenstromes durch die Gitterspannung ist unmittelbar die (j_a, u_g)-Kennlinie, nicht die Arbeitskennlinie maßgebend. Es wird $R_i = \dfrac{1}{SD_{ag}}$ so groß, daß man praktisch im allgemeinen $\Re_a$ gar nicht so groß machen kann. Man arbeitet praktisch im „Kurzschluß". Das gilt auch für $\Re_v$, den äußeren Widerstand für den verzerrten Strom. Daraus folgt

(92) *Bei Mehrgitterröhren mit großem inneren Widerstande* R_i *ist praktisch* $k = k_k$, *d. h. für die Verzerrungen ist der Kurzschluß-Klirrfaktor maßgebend. — Die Stromaussteuerung* j *muß daher wesentlich geringer gehalten werden als bei Eingitterröhren. Für* $k = 5\%$ *oder* $m = 20\%$ *darf höchstens* $j = 0{,}6$ *werden (gegen* $j = 1$ *bei Eingitterröhren mit* $\Re_a > 0{,}5\, R_i$*).*

Die Betriebsverhältnisse einer Schirmgitterröhre bestimmen sich hiernach in folgender Weise (vgl. Bild 34). Aus der maximal zulässigen Anodenbelastung $N_a = U_aJ_a$ und der Betriebsspannung U_a ergibt sich der einzustellende Gleichstrom $J_a = N_a/U_a$. Daraus folgt einerseits der Arbeitspunkt A auf der Kennlinie mit der Steuerspannung $U_{st} = D_{vg}U_v - U_g$ und der Steilheit S, anderseits folgt wie bei der Eingitterröhe aus der zugelassenen Verzerrung $k \approx k_k = j/12$ der Wechselstrom $\mathfrak{J}_a = jJ_a = 0{,}6J_a$ für $k = 5\%$, und daraus die Wechselspannung $\mathfrak{U}_{st} = S\mathfrak{J}_a =$

$\frac{j}{1{,}5} U_{st} = 0{,}4\, U_{st}$ für $k = 5\%$. Diese wird hier ausschließlich durch die Gitterwechselspannung U_g gebildet. Es ist also $U_{st} = U_g$ und ferner wieder $U_g = \mathfrak{U}_g$, wenn das Gitter wieder gerade dauernd negativ bleiben soll. Die notwendige Verschiebung der Kennlinie soll jetzt das Schirmgitter hervorbringen, d. h. es muß statt (89) die Gleichung bestehen

(93) $$D_{vg} U_v = U_s; \qquad (U_s = U_{st} + U_g = 1{,}4\, U_{st}).$$

Es handelt sich jetzt nur noch um die Bestimmung des günstigsten äußeren Widerstandes $\mathfrak{R}_a$. Dieser erzeugt die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$, die möglichst groß werden soll, weil die Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a^2$ proportional zu $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{U}_a$ wächst, wenn $\mathfrak{J}_a$ festliegt. Eine elektrostatische Rückwirkung von $\mathfrak{U}_a$ und auf $\mathfrak{J}_a$ über den Durchgriff findet praktisch nicht statt. Dagegen tritt hier eine ganz andersartige Einwirkung auf, die auf der Stromverteilung zwischen Anode und Schirmgitter beruht. Sobald die Anodenspannung unter die Schirmgitterspannung sinkt, wechselt der Strom sehr plötzlich zum großen Teil von der Anode zum Schirmgitter hinüber (vgl. Bild 13 in § 7). Dadurch treten sehr unangenehme und starke Verzerrungen in der Stromkurve ein. Man muß also unbedingt vermeiden, daß die kleinste Anodenspannung $u_a = U_a - \mathfrak{U}_a$ kleiner als die Schirmgitterspannung wird. Auch hier muß also eine Restspannung U_r an der Anode übrig bleiben, die die maximale Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ und damit auch die Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ vermindert. Unter Beachtung von (93) folgt:

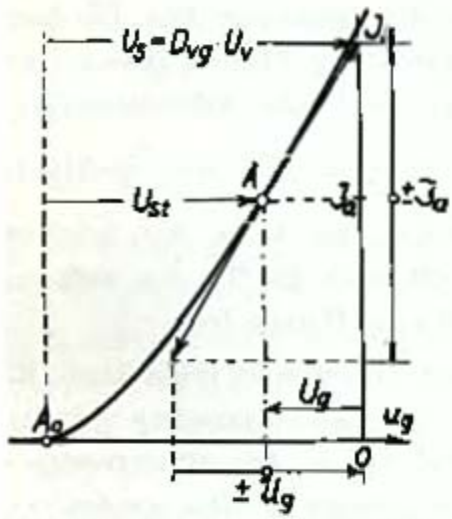

Bild 34. Zusammenhang zwischen den verschiedenen Spannungen und Strömen bei einer Mehrgitterröhre.

Restspannung bei Zweigitterröhren:

$$(94)\quad U_r = U_a - \mathfrak{U}_a > U_v = U_g/D_{vg};\qquad h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} \leqq 1 - \frac{U_g}{D_{vg}U_a}.$$

Vergleicht man dies mit (90), so bedeutet das:

(95) *Man kann mit Zweigitterröhren keine so große Spannungsausnutzung erzielen, wie mit Eingitterröhren, wenn der Durchgriff durch das Steuergitter (d. h. dessen Lochweite) in beiden Fällen derselbe ist.*

Man kann freilich D_{vg} praktisch etwas größer machen als D bei der Eingitterröhre, weil dadurch keine schädliche Anodenrückwirkung eintritt. Die Grenze ist aber bald dadurch gegeben, daß ein Gitter mit allzu großen Löchern an Steuerfähigkeit verliert, wie schon in Tafel VI, Anm. 4 erwähnt wurde.

Da sowohl die Stromaussteuerung j als auch die Spannungsausnutzung h bei Zweigitterröhren geringer ist, so folgt

(96) *Zweigitterröhren sind Eingitterröhren unterlegen, wenn es nur auf eine möglichst große unverzerrte Leistungsabgabe ankommt.*

Bei Penthoden, Dreigitterröhren mit einem Bremsgitter für die Sekundärelektronen (vgl. § 7 und Bd. I, § 12c), erfolgt das Umwechseln des Stromes erst bei wesentlich kleineren Anodenspannungen. Die Grenze, wo die Verzerrungen merklich werden, liegt bei ihnen etwa halb so hoch, d. h. bei $u_a = 0{,}5\,U_v$. In Bild 21 mit $U_v = 80$ Volt tritt z. B. erst in dem Gebiete unterhalb $U_a = 40$ Volt eine stärkere Krümmung der Kennlinien ein. Man kann daher setzen:

Restspannung bei Penthoden:

$$(97)\quad U_r = U_a - \mathfrak{U}_a \geqq 0{,}5\,U_v = 0{,}5\frac{U_g}{D_{vg}};\quad h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} \leqq 1 - \frac{1}{2}\frac{U_g}{D_{vg}U_a}.$$

Das ergibt im allgemeinen eine etwas größere Spannungsausnutzung h als bei Eingitterröhren. Da aber die Stromaussteuerung j auch hier kleiner bleiben muß, so wird man auch mit Penthoden eine wesentlich größere Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\,h\,j\,N_a$ nicht erzielen.

Der Vorteil der Mehrgitterröhren gegenüber gleich großen Eingitterröhren liegt weniger in der Möglichkeit größerer
(98) *unverzerrter Leistungsabgabe, als darin, diese mit wesentlich geringeren Gitterwechselspannungen, also höherem Verstärkungsgrad erzeugen zu können.*

Bei Eingitterröhren ist man immer dann, wenn man auf hohen Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{2}\,j\,h$ Wert legt, gezwungen, Röhren mit sehr großer Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ zu verwenden. Infolge davon sind dann zum vollen Durchsteuern sehr große Gitterwechselspannungen $\mathfrak{U}_g = U_g$ erforderlich. Für $j = 1$ und $h = 0{,}8$, d. h. $\eta = 40\,\%$ wird z. B. nach Tafel V B:

$$\mathfrak{U}_g = \frac{j + 1{,}5\,h}{j(1-h)}\,\mathfrak{U}_{st} = 11\,\mathfrak{U}_{st},$$

d. h. 11mal so groß wie bei einer Penthode, wo nur $\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st}$ zu sein braucht und $\mathfrak{U}_{st}$ wegen der etwas kleineren zulässigen Stromaussteuerung j auch noch kleiner wird. Bei Verwendung einer Penthode für gleiche Ausgangsleistung spart man dann also eine mehr als 11fache Vorverstärkung.

Der günstigste äußere Widerstand berechnet sich am besten aus

(99) $$\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{h}{j}\,\frac{U_a}{J_a} = \frac{h}{j}\,\frac{U_a^2}{N_a} = \text{„}\textit{Grenzwiderstand}\text{“}.$$

Er hat mit dem inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD_{sg}}$ der Röhre gar keinen Zusammenhang mehr. Grundsätzlich kann man ja R_i dadurch beliebig groß machen, daß man die Schirmwirkung des Verschiebungsgitters entsprechend groß und damit D_{sg} klein macht. Die Größe von $\mathfrak{R}_{gr}$ wird dadurch in keiner Weise geändert. Denn $\mathfrak{R}_{gr}$ ist ausschließlich dadurch bestimmt, daß der maximal zulässige Wechselstrom $\mathfrak{J}_a = j J_a$ die maximal zulässige Wechselspannung $\mathfrak{U}_a = h U_a = U_a - U_r$ erzeugen soll. Im allgemeinen wird etwa $h = 0{,}6$, d. h. ebenso groß wie j sein. Dann wird $\mathfrak{R}_{gr} = U_a^2/N_a$. Für eine Röhre mit der Anodenbelastung $N_a = 10$ Watt wird also bei Betrieb mit $U_a = 200$ Volt: $\mathfrak{R}_a = 4000$ Ohm, bei Betrieb mit 400 Volt: $\mathfrak{R}_a = 16000$ Ohm.

Der innere Widerstand ist bei einer Steilheit $S = 2\,mA/Volt$ und einem wirksamen Durchgriff $D = 1\,\%$: $R_i = 50000$ Ohm, also wesentlich größer als $\Re_{gr}$, wie es bei (92) vorausgesetzt war.

§ 16. Gegentaktschaltung (Entzerrung).

Schaltet man mehrere Röhren parallel, indem man einerseits alle Gitter, anderseits alle Anoden miteinander verbindet, so wirkt die Kombination von n gleichen Röhren genau so wie eine Röhre mit der n-fachen Raumladungskonstante, der n-fachen Steilheit S. Läßt man alle Spannungen gleich groß, so erhält man an jeder Röhre dieselben Betriebsverhältnisse, also auch dieselben Verzerrungen. Es wird dann nur der Gesamtstrom und damit die Gesamtleistung n mal so groß. — Grundsätzlich könnte man ebenso n Röhren in Reihe schalten, indem man die Anode der ersten Röhre mit der Kathode der folgenden verbindet. Es würden sich dann die Anodenspannungen addieren, während die Anodenströme zwangläufig alle identisch werden müßten. Das wäre aber praktisch sehr unzweckmäßig, weil man ja nach § 14 Satz 88 gerade bestrebt sein muß, jeder einzelnen Röhre eine möglichst hohe Spannung, also nicht nur einen Teil der Betriebsspannung zukommen zu lassen. Ferner wären Röhren mit geringem Durchgriff schwer auf ein Arbeiten mit genau gleicher Stromstärke einzuregulieren und schließlich würden sich die verschiedenen Gitter und Kathoden der Röhren untereinander um die volle Anodenspannung von mindestens einer Röhre unterscheiden, was technisch Schwierigkeiten macht.

Im Gegensatz zu diesen Schaltungen steht die *Gegentaktschaltung* (Bild 35). Bei dieser sind die Röhren in bezug auf die Gleichströme parallel geschaltet; es erhält also jede Röhre die volle Betriebsspannung U_a als Anodenspannung, ebenso sind die Gittervorspannung U_g und die Heizspannung U_h in Parallelschaltung beiden Röhren gemeinsam, so daß sich sämtliche Gleichspannungen genau so wie bei einer einzigen Röhre unmittelbar miteinander verbinden lassen. Dagegen sind die Röhren in bezug auf den Wechselstrom in Reihe geschaltet.

Die zugeführte Gitterwechselspannung $2\,\mathfrak{U}_g$ muß doppelt so groß sein, wie bei einer Röhre, die abgegebene Anodenwechselspannung $2\,\mathfrak{U}_a$ ist gleich der Summe der von beiden Röhren erzeugten Spannungen $\mathfrak{U}_a$. Der für beide Röhren gemeinsame äußere Widerstand ist gleich $2\,\mathfrak{R}_a$ zu machen, wenn $\mathfrak{R}_a$ der günstigste Widerstand für eine Röhre ist. Infolge der Differential- oder Gegentakt-Schaltung bleibt die ganze mittlere Verbindungsleitung, die die Gleichspannungsquellen U_a, U_g, U_h enthält, bezüglich des Wechselstroms vollständig stromlos, soweit der Wechselstrom beider Röhren jederzeit genau entgegengesetzt gleich ist. Im anderen Fall wird er von dem Differenzstrom $i_{a_1} - i_{a_2}$ durchflossen.

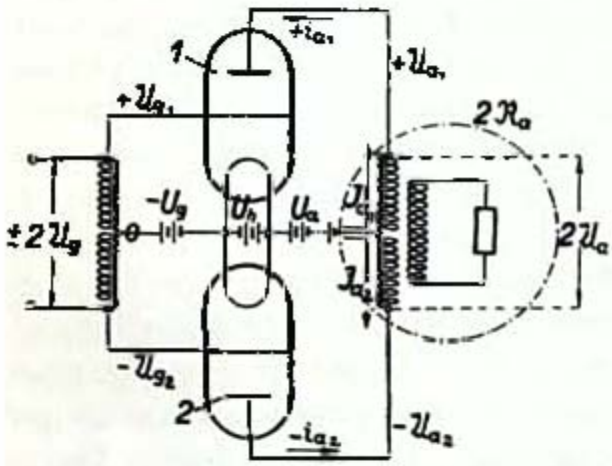

Bild 35. Gegentaktschaltung.

Der Ausgangstransformator ist primär so gewickelt, daß sich die beiden Ruheströme J_{a_1} und J_{a_2} gegenseitig aufheben, zusammen also einen Eisenkern des Transformators nicht vormagnetisieren, falls $J_{a_1} = J_{a_2}$ ist. Weil die Gitterwechselspannung die Röhren im Gegentakt aussteuert, ist in bezug auf den sich überlagernden Wechselstrom $+\,i_{a_1}$ gleichphasig mit $-\,i_{a_2}$, also der magnetisch wirksame Gesamtstrom

$$i_a = i_{a_1} - (-\,i_{a_2}) = i_{a_1} + i_{a_2}\,.$$

Für das Wechselstromverhalten des Transformators ist also eine Kennlinie maßgebend, die gleich dem arithmetischen Mittel zweier entgegengesetzt verlaufender Kennlinien ist, wie dies Bild 36 zeigt. Es ist dort angenommen, daß beide Röhren die gleiche theoretische Raumladungskennlinie besitzen. Man erkennt, daß dann diese (nicht gezeichnete) „Summenkennlinie" außerordentlich weit (etwa bis $\mathfrak{U}_{st} = 7\,U_{st}$) nur ganz wenig von

der strichpunktiert eingezeichneten Geraden $S u_{st}$ durch den mittleren Arbeitspunkt A abweicht, so daß man selbst bei einer so weit über den Nullpunkt der einzelnen Kennlinien hinausgehenden Aussteuerung nur einen kleinen Klirrfaktor erhält. Dies erkennt

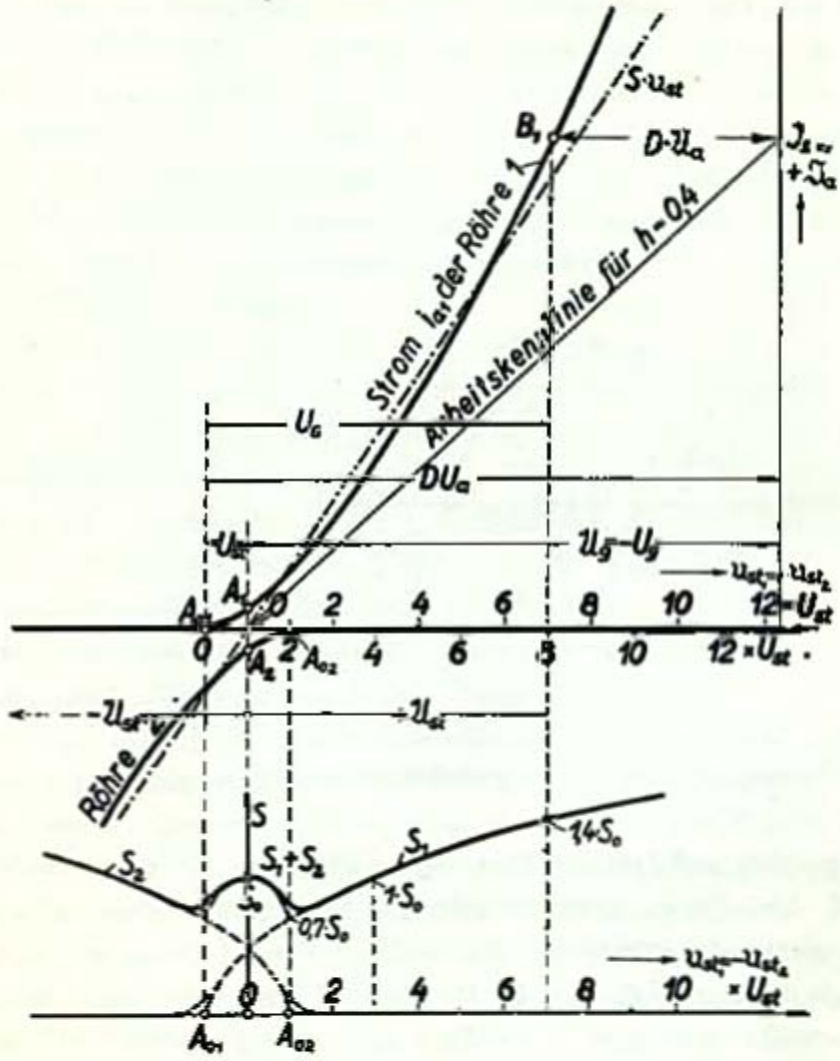

Bild 36. Wirksame Kennlinien (oben) und Steilheitskurven (unten) für die Gegentaktschaltung.

man noch besser aus den Steilheitskurven (Bild 36 unten). Die gestrichelt gezeichneten theoretischen Kurven sind Parabeln, die ihren Scheitel jeweilig im „Anfangspunkt" A_{a1} bzw. A_{a2} der Kennlinie haben. Ihre Summe $S_1 + S_2$ hat im Nullpunkt

ein Maximum S_0, fällt dann nach beiden Seiten bis zu den Anfangspunkten auf $\frac{1}{\sqrt{2}} S_0 \approx 0{,}7\, S_0$ ab, um von dort aus gleich der Steilheit der Einzelröhre S_1 bzw. S_2 zu werden, weil von dort aus der Strom und damit auch die Steilheit der anderen Röhre null ist. Der senkrechte Anstieg der Einzelkurven und der dadurch bedingte scharfe Knick der Summenkurve in den Anfangspunkten A_{01} und A_{02} ist praktisch nicht vorhanden. Infolge des Anlaufstromes und der Inselbildung (vgl. z.B. Bd. I, Bild 17, S. 55) laufen die Steilheitskurven mehr oder weniger allmählich in die Abszissenachse aus, wie das in Bild 36 punktiert eingezeichnet ist. Daher senkt sich auch die dick ausgezogene Summenkurve oberhalb der Punkte A_{01} und A_{02} nicht so weit herab. Diese theoretische Summenkurve erreicht erst bei $u_{st} = 7\,U_{st}$ die Steilheit $1{,}4\, S_0$. So weit darf man also aussteuern, wenn ein Kurzschlußmodulationsfaktor $m_k = 40\,\%$ für zulässig gehalten wird. Der Strom jeder einzelnen Röhre besteht dann nahezu aus einer sinusförmigen Halbwelle. Die Halbwellen beider Röhren setzen sich, wie in Bild 37 gezeichnet, zu einer vollen Sinuswelle zusammen. Die Wechselspannung u_{a_1} wird während der ersten Halbperiode von dem Strom i_{a_1} der einen Röhre, während der anderen Halbperiode von dem Strom i_{a_2} der anderen Röhre erzeugt, wenn wie üblich, beide Wicklungen des Ausgangstransformators (vgl. Bild 35) auf einen Kern gewickelt, fest miteinander gekoppelt sind. Die gesamte nach außen wirksame Spannung hat dann die Amplitude $2U_a$.

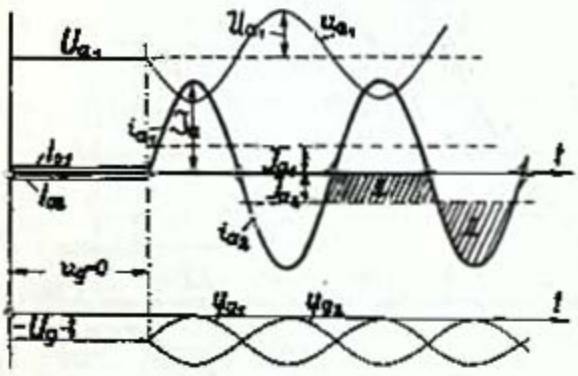

Bild 37. Zeitlicher Verlauf der einzelnen Ströme und Spannungen bei der Gegentaktschaltung.

Trotz der starken Aussteuerung und der damit verbundenen

Verzerrung der Einzelströme ist der Gesamtstrom nur wenig verzerrt. Bei der mathematischen Entwicklung der Kennlinie nach einer Taylorschen Reihe, wie sie in § 10 durchgeführt wurde, kommt dies dadurch zum Ausdruck, daß sich durch die Gegentaktschaltung nicht nur der Gleichstrom, sondern auch alle geradzahligen Glieder, also besonders das zweite quadratische T-Glied nach außen aufhebt, so daß für die Verzerrungen in erster Linie das dritte W-Glied wirksam wird, das erst bei sehr viel größeren Aussteuerungen einen merklichen Betrag annimmt (vgl. § 10, Bild 16). Voraussetzung dafür ist, daß die beiden in Gegentakt zusammenarbeitenden Röhren genau gleiche Kennlinien haben und besonders auch die Arbeitspunkte A_1 und A_2 auf genau entsprechenden Punkten dieser Kennlinien liegen. Ein Nachteil bleibt auch dann noch, daß Verzerrungen nicht nur wie sonst erst bei großen Amplituden auftreten, sondern schon bei der kleinen Aussteuerung $u_{st} = U_{st}$, d. h. bis zu den Anfangspunkten A_{o1} und A_{o2} der Kennlinien hin eine nicht unbeträchtliche Verzerrung vorhanden ist. Die wirksame Steilheit $S_1 + S_2$ ändert sich hier wie 1 zu 0,7, wenn nicht durch geeignete Maßnahmen die Kennlinien langsamer in die Nullinie übergeführt werden. Auch der Durchgriff ändert sich so tief unten auf der Kennlinie oft beträchtlich, wodurch die in § 12 besprochenen zusätzlichen Verzerrungen eintreten können.

Es ist sehr zu beachten, daß in Bild 36 als Einheit des Maßstabes die Steuergleichspannung $U_{st} = D\,U_a - U_g$ zu gelten hat. Der unverzerrte Aussteuerungsbereich reicht bis etwa $7\,U_{st}$. Ist daher U_{st} nur halb so groß, so ist dieser Aussteuerungsbereich auch nur halb so groß. Bei einem Arbeitspunkt nahe dem Nullpunkt ist aber U_{st} sehr klein und wird durch die Differenz zweier nahezu gleicher Größen DU_a und U_g gebildet, die einzeln sehr viel größer als U_{st} sind. In Bild 36 ist z. B. DU_a 13,4 mal größer als U_{st}. Eine kleine Änderung der Anodenbetriebsspannung U_a oder auch der negativen Gittervorspannung U_g ruft daher eine relativ große Änderung von U_{st} hervor. Würde z. B. die Betriebsspannung U_a um nur 7,5% absinken, so würde U_{st} schon völlig null werden, die Arbeits-

punkte A_1 und A_2 auf die Anfangspunkte der Kennlinie fallen, wo deren Steilheit (bei einer theoretischen Raumladungskennlinie) vollständig null ist (vgl. Bild 38). Bei ganz kleinen Gitterwechselspannungen würde dann überhaupt kein Anodenstrom entstehen, der Verstärker überhaupt nicht arbeiten. Bei etwas größeren Gitterwechselspannungen würde die Wiedergabe sehr stark verzerrt sein.

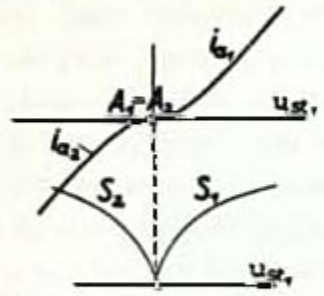

Bild 38. Wirksame Kennlinie (oben) und Steilheitskurve (unten) für die Gegentaktschaltung bei einem Arbeitspunkt ganz im Nullpunkt, theoretische Raumladungskennlinie vorausgesetzt.

(100) *Bei der Gegentaktschaltung ist daher sehr darauf zu achten, daß bei der geringsten im Betrieb vorkommenden Anodenspannung und der größten negativen Gittervorspannung der Arbeitspunkt nicht zu nahe an den Nullpunkt der Kennlinie rückt.*

Besteht der Strom jeder Röhre aus sinusförmigen Halbwellen von der Amplitude $\mathfrak{J}_a$, so ist sein Mittelwert, das ist der Gleichstrom J_a gleich $\frac{1}{\pi}\mathfrak{J}_a$. Beide Röhren erzeugen dann zusammen einen vollen Sinusstrom der Amplitude $\mathfrak{J}_a$ und verbrauchen zusammen einen Gleichstrom $2J_a = \frac{2}{\pi}\mathfrak{J}_a$. Es ist dann

Stromaussteuerung bei der Gegentaktschaltung

$$j = \frac{\mathfrak{J}_a}{2J_a} = \frac{\pi}{2} = 1{,}57\,, \tag{101}$$

gegenüber $j = 1$ bei etwa gleicher Verzerrung ohne Gegentakt. Dadurch wird auch der Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{2} j h$ bei maximaler Amplitude 1,57mal größer. Bei verringerter Amplitude ist der Vorteil noch größer. Denn normaler Weise nimmt nur der sich überlagernde Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ mit abnehmender Amplitude ab, bei der Gegentaktschaltung mit tief liegendem Arbeitspunkt aber auch der Mittelwert, der Gleichstrom $\mathfrak{J}_a$. Solange der

Strom noch als sinusförmige Halbwelle aufgefaßt werden kann, bleibt das Verhältnis beider $j = \frac{\pi}{2}$ konstant, unabhängig von der Amplitude. Die Ruheströme in den Arbeitspunkten A_1 und A_2 bei der Amplitude null sind sehr klein, $7\sqrt{7} = 18{,}5$ mal kleiner als $\mathfrak{J}_a$, wenn wie in Bild 36 eine Steuerwechselspannung $U_{st} = 7\,U_{st}$ zugrunde gelegt wird. Auch der Gleichstrom J_a wächst erst mit wachsender Amplitude an[1]). Wenn wie bei Verstärkung von Sprache oder Musik die Fortissimostellen nur selten auftreten, so erspart man durch diese automatische Gleichstromregulierung nicht nur an Leistung der Betriebsgleichspannung, sondern erhält auch im Mittel eine wesentlich geringere Erwärmung der Anode. Das ist besonders wichtig, wenn man durch eine gute Spannungsausnutzung h bei voller Amplitude einen guten Wirkungsgrad erzielen kann. Für $h = 0{,}8$ erreicht man mit $j = 1{,}57$ einen Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{2}\,hj = 62{,}8\%$. Bei voller Amplitude beträgt die Anodenerwärmung also nur 37,2% der Gleichstromleistung gegenüber 60% für $j = 1$. Bei halber Amplitude wird die Gleichstromleistung etwa halb so groß und daher die Anodenerwärmung auch nicht viel anders (vgl. weiter unten). Im Gegensatz dazu bleibt bei einem Arbeitspunkt in der Mitte der Kennlinie der Gleichstrom nahezu konstant, auch wenn die Wechselstromamplitude klein oder null ist. Die Anode muß dann also nicht nur 60% sondern 100%, d. h. die volle Gleichstromleistung als Wärmezufuhr aushalten, also rund 3mal mehr als 37,2% bei der Gegentaktschaltung. Da die abgebbare Nutzleistung bei letzterer außerdem noch 1,57mal größer ist, so ist diese insgesamt 4,2mal größer, wenn die Anodenerwärmung festliegt.

Bei hohem Wirkungsgrad kann bei einem Arbeitspunkt tief unten auf der Kennlinie sogar der Fall eintreten, daß die Anoden-

---

[1]) Dies beruht auf der in Bd. III, Teil VIo behandelten Anodengleichrichtung, die am unteren Knie der Kennlinie besonders groß ist. Vgl. auch später § 20.

erwärmung bei maximaler Amplitude kleiner ist als bei einer mittleren Amplitude. Wenn auch die Gleichstromleistung N_a abnimmt, so nimmt doch auch der Wirkungsgrad η ab, so daß ein größerer Restbetrag $Q_a = (1 - \eta) N_a$ übrig bleibt. Nimmt man an, daß η und N_a beide in gleicher Weise abnehmen, so wird Q_a ein Maximum für diejenige Amplitude, bei der $\eta =$ 50% wird, also $h = \frac{1}{j}$ ist. Bei von der Amplitude unabhängigem Stromverhältnis $\frac{\mathfrak{J}_a}{J_a} = j = 1{,}57$ erhält man also bei derjenigen Amplitude die größte Anodenerwärmung, bei der $h = 1/1{,}57 = 0{,}64$, die Amplitude $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$ der Wechselspannung 64% der Betriebsspannung U_a groß ist. Ist wie oben angenommen bei maximaler Amplitude $h = 0{,}8$, so sinkt bei abnehmender Amplitude N_a wie h im Verhältnis 0,8 zu 0,64. Bei $\eta = 50\% = 1/2$ bleibt dann von dem N_a bei maximaler Amplitude noch $\frac{1}{2} \cdot \frac{0{,}64}{0{,}8} = 40\%$ gegenüber oben 37,2% als Anodenerwärmung übrig. Solange der Wirkungsgrad bei voller Amplitude nicht wesentlich über 50% steigt, kann man praktisch annehmen, daß die größte Anodenerwärmung bei voller Amplitude eintritt. Vgl. auch § 22 Seite 144.

Die Gegentaktschaltung mit einem Arbeitspunkt tief unten auf der Kennlinie ist besonders für große Leistungen wichtig, wo es auf einen hohen Wirkungsgrad η ankommt, damit die $1 - \eta$ proportionale Anodenerwärmung nicht zu groß wird. Erheblich wirkt sich in dieser Hinsicht eine Vergrößerung von η aber erst aus, wenn η nahe an 1 kommt, $1 - \eta$ sich dem Werte 0 nähert. Die Erhöhung von j von 1 auf 1,57 und die entsprechende Erhöhung von $\eta = \frac{1}{2} jh$ wirkt sich daher erst stärker aus, wenn man auch h groß, nahezu gleich 1 machen kann. Das ist, wie in § 15 ausgeführt wurde, am besten mit Penthoden zu erreichen, noch besser aber wenn man auf die leistungslose Steuerung durch ein negativ vorgespanntes Gitter verzichtet und eine Anordnung verwendet, die als „Sendeverstärker" bezeichnet und im folgenden Abschnitt 3 behandelt

wird. Der Vorteil der Gegentaktschaltung, daß sich die bei jeder einzelnen Röhre auftretenden starken Verzerrungen zum großen Teil gegenseitig aufheben, bleibt auch in diesem Falle gewahrt. Der gleiche Vorteil erstreckt sich dann sogar auch noch mit auf die durch den Gitterstrom hervorgerufenen Verzerrungen, die bei positivem Gitter ohne Gegentakt oft nicht unbeträchtlich sein können (vgl. Teil C § 39).

Außer der Gegentaktschaltung gibt es noch eine andere Möglichkeit, die Verzerrungen, die durch eine zu weite Aussteuerung über den linearen Teil der Kennlinie hinaus eintreten, durch eine „Entzerrung" wieder aufzuheben. Diese besteht darin, die steuernde Gitterspannung, etwa in der die Steuerleistung liefernden Vorröhre, künstlich so zu verzerren, daß die nachher im Endrohr entstehende Verzerrung dadurch gerade wieder aufgehoben wird. Dazu müßte die steuernde Gitterspannung bei großen positiven Werten, wo die Kennlinie zu stark ansteigt, geschwächt werden und umgekehrt bei den kleinsten negativen Werten, wo die Kennlinie zu flach verläuft, verstärkt werden. Etwas derartiges findet tatsächlich bei jeder normalen Mehrfachverstärkung mit Phasenumkehr statt, freilich meist in unmerklicher Größe. Denn um eine volle Entzerrung zu erreichen, müßte der Klirrfaktor der Vorröhre ebenso groß wie der des Endrohrs sein. Praktisch ist er aber normaler Weise wesentlich kleiner, weil er der Amplitude proportional ist und die Amplituden der Vorröhre ja viel kleiner sind. Man könnte ihn aber etwa dadurch vergrößern, daß man den Arbeitspunkt der Vorröhre so tief nach unten verlegt, daß dort trotz der viel kleineren Gitterwechselspannung doch angenähert die gleiche relative Stromaussteuerung j und damit die gleiche Verzerrung eintritt. Ob und wie weit eine solche „Entzerrung" technisch durchführbar ist, ist noch nicht entschieden. Auf keinen Fall kann dadurch wie bei der Gegentaktschaltung eine Stromaussteuerung über den Nullpunkt der Kennlinie hinaus bis weit ins Negative hin entzerrt werden. Denn dort ist der Strom null und bleibt auch null, wenn man die negative Gitterspannung zu der Zeit noch so sehr verstärkt.

§ 17. Zusammenfassung des Abschnitts „Kraftverstärker".

1. Beim Kraftverstärker sind die Amplituden an sich so groß, oder werden durch eine Vorverstärkung so groß gemacht, daß infolge der Krümmung der Kennlinie Verzerrungen zu befürchten sind. Es handelt sich bei ihm in erster Linie um eine möglichst große Leistungsabgabe bei ausreichender Verzerrungsfreiheit, während der Verstärkungsgrad erst in zweiter Linie kommt.

2. Da bei positiv werdendem Gitter durch den plötzlich einsetzenden Gitterstrom starke Verzerrungen hervorgerufen würden, muß auch hier eine negative Gittervorspannung U_g angewandt werden, die größer ist als die größte Amplitude $\mathfrak{U}_g$ der dem Gitter zugeführten Wechselspannung.

3. Als Maß für die Verzerrungen verwendet man den Klirrfaktor k. Dieser ist gleich dem Verhältnis des verzerrten Stromes zum unverzerrten Strom. Für Verstärker zu akustischen Zwecken ist der Modulationsfaktor m besser geeignet. Dieser gibt an, wie stark die Vibrationen einer vibrierenden Sinuskurve moduliert werden. Für geringe Verzerrungen ist $m = 4\,k$, für größere Verzerrungen besteht aber zwischen m und k kein bestimmter Zusammenhang mehr. — Praktisch ist etwa $m = 20\,\%$, $k = 5\,\%$ die zulässige Grenze.

4. Die Größe der Anodenstromverzerrungen läßt sich aus der Krümmung der Kennlinie oder wesentlich besser aus der Änderung der Steilheitskurve in dem Aussteuerungsbereich ohne weiteres ablesen. Das gilt aber nur für die „Kurzschlußverzerrungen" bei $\mathfrak{R}_a = 0$. Bei einem äußeren Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ werden die Verzerrungen im Verhältnis $1 : (1 + \mathfrak{R}_a/R_i)$ kleiner. Außerdem wird auch noch der Aussteuerungsbereich infolge der Anodenrückwirkung im gleichen Verhältnis kleiner.

5. Bei sehr großem äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ (= „Leerlauf") sollten die Verzerrungen bezogen auf eine bestimmte Gitterwechselspannung also in zweifacher Hinsicht klein werden. Praktisch steigen sie aber schließlich wieder an, weil die „Leerlaufsverzerrungen" hinzukommen, die daher kommen, daß der Durchgriff nicht konstant ist.

6. Die Krümmung der Anodenstromkennlinie verlangt, daß in Rücksicht auf die Verzerrungsfreiheit die Wechselstromamplitude $\mathfrak{J}_a$ unterhalb eines bestimmten Verhältnisses j zum Gleichstrom J_a bleibt. Die zulässige „Stromaussteuerung" $j = \mathfrak{J}_a / J_a$ ist im allgemeinen vom Arbeitspunkt und dem Gleichstrom J_a unabhängig. j darf im allgemeinen bei größerem $\mathfrak{R}_a$ bis zum Wert 1 gehen. Für $\mathfrak{R}_a = 0$ gilt angenähert $j = 1{,}2\,k = 3\,m$, also für $k = 5\%$ oder $m = 20\%$: $j = 0{,}6$.

7. Bei dauernd negativem Gitter muß im Augenblick der kleinsten Anodenspannung $U_a = \mathfrak{U}_a$ diese von sich aus imstande sein, den in diesem Augenblick bestehenden größten Anodenstrom $J_s = J_a + \mathfrak{J}_a$ hervorzurufen. Ist zu letzterem eine Steuerspannung U_s erforderlich, so muß sein: $D(U_a - \mathfrak{U}_a) \geqq U_s$ oder die „Spannungsausnutzung" $h = \dfrac{\mathfrak{U}_a}{U_a} \leqq 1 - \dfrac{U_s}{DU_a}$.

8. Die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ entsteht durch den Spannungsabfall $\mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a$ im äußeren Widerstande $\mathfrak{R}_a$. Sie wird bei gegebenem $\mathfrak{J}_a$ auf den gewünschten Wert durch Einstellen von $\mathfrak{R}_a$ auf den „Grenzwiderstand" $\mathfrak{R}_{gr}$ gebracht. Es ist

$$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{h}{j}\,\frac{U_a}{J_a}.$$

9. Die Spannungsausnutzung h ist immer kleiner als 1. Sie nähert sich dem Werte 1 um so mehr, je größer DU_a gegen U_s ist. Neben einer möglichst hohen Anodenspannung U_a ist es also für Kraftverstärker günstig, Röhren mit großem Durchgriff D zu wählen. Über $D = 30\%$ geht man aber sehr ungern, weil ein Gitter mit sehr großen Löchern an Steuerfähigkeit verliert und eine Röhre mit sehr großem Durchgriff einen sehr geringen Verstärkungsgrad hat.

10. Der Wirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der abgegebenen Wechselstromleistung zu der verbrauchten Gleichstromleistung ist gleich $\frac{1}{2}hj$. Für eine Stromaussteuerung $j = 1$ und die theoretisch maximale Spannungsausnutzung $h = 1$ wird $\eta = 50\%$.

11. Die theoretische Raumladungskennlinie $i_a = K u_{st}^{1,5}$ vorausgesetzt, erhält man bei gegebener Anodengleichspannung U_a und gegebener Röhre mit dem Durchgriff D die größtmögliche, unverzerrt abzugebende Wechselstromleistung bei einer negativen Gittervorspannung $U_g = 0{,}64\,D\,U_a$ und der dadurch festgelegten höchstzulässigen Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g = U_g$. Für $j = 1$ darf dann die Amplitude des Anodenwechselstromes $\mathfrak{J}_a$ nicht größer als der Gleichstrom J_a werden, der in dem durch U_g und DU_a festgelegten Arbeitspunkt der Kennlinie herrscht. Dazu ist ein äußerer Widerstand $\mathfrak{R}_a = 0{,}4\,U_a/J_a$ erforderlich, der eine Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a = 0{,}4\,U_a$ erzeugt, die infolge ihrer Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a = 0{,}64\,\mathfrak{U}_g$ die Steuerwirkung der Gitterwechselspannung gerade auf das für $j = 1$ erforderliche Maß vermindert. Die Spannungsausnutzung ist dann nur $h = 0{,}4$, der Wirkungsgrad also $\eta = 20\,\%$.

12. Aus 11. folgt, daß die Abgabe einer bestimmten unverzerrten Wechselstromleistung bei jeder Röhre mit gegebenem Durchgriff eine bestimmte Mindest-Anodenspannung und bei jeder Anodenspannung einen bestimmten Mindest-Durchgriff für eine gegebene Röhrentype verlangt (vgl. Tafel VI).

13. Bei einem Wirkungsgrad von 20 % wie er nach 7. bei größter Leistungsabgabe herrscht, gehen 80 %, d. h. das 4-fache der abgegebenen Leistung als Anodenerwärmung verloren. Kommt es darauf an, diese Verluste klein zu halten, so muß man den Durchgriff D oder die Anodenspannung U_a größer machen, als den Mindestwerten nach 8. entspricht. Bei dem dreifachen Durchgriff oder der doppelten Anodenspannung steigt der Wirkungsgrad auf 40 %. Über 50 % kann er bei $j = 1$ nicht steigen.

14. Um den in 13. besprochenen höheren Wirkungsgrad zu erzielen, muß man durch eine größere negative Gittervorspannung U_g den Arbeitspunkt auf der Kennlinie tief nach unten verlegen, ferner $\mathfrak{U}_g$ entsprechend U_g vergrößern und den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ erheblich vergrößern. Durch die große Anodenrückwirkung werden dann etwa 90 % der Steuerwirkung vernichtet, sodaß man zum Aussteuern sehr große Gitterwechselspannungen braucht.

15. Durch Mehrgitterröhren kann man wie beim Vorverstärker die Verschiebungsspannung einem besonderen Gitter übertragen und dann den Anodendurchgriff fast gleich null machen. Dadurch fällt die Anodenrückwirkung fort, und man erreicht infolgedessen die gleiche Stromaussteuerung mit etwa 10 mal kleineren Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$, braucht daher auch entsprechend kleinere Gittervorspannungen U_g. Die Stromaussteuerung darf wegen $\Re_a \ll R_l$ nicht so weit, etwa nur bis $j = 0{,}6$ getrieben werden. Die Spannungsausnutzung h ist wie beim Senderverstärker durch das Eintreten des überspannten Zustandes begrenzt. (Stromverteilung zwischen Anode und Verschiebungsgitter). h ist bei Doppelgitterröhren etwa gleich, bei Penthoden größer als bei Eingitterröhren. Vgl. 7.

16. Durch die Gegentaktschaltung lassen sich die Verzerrungen zweier Röhren zum erheblichen Teil gegenseitig aufheben. Durch Verlegen des Arbeitspunktes tief unten auf die Kennlinie kann man eine zulässige Stromaussteuerung $j = 1{,}5$ erreichen. Mit $h = 0{,}8$ ergibt sich dann ein Wirkungsgrad $\eta = 60\%$. Die Anodenverluste betragen also nur 40% der Gleichstromleistung. Wichtig ist, daß die letztere hier mit abnehmender Gitterwechselspannung automatisch auch mit abnimmt, so daß auch dann die Anode nicht höher belastet wird. (Normalerweise bleibt ja die Gleichstromleistung nahezu konstant, so daß die Anode bei kleiner oder aussetzender Gitterwechselspannung diese ganze Gleichstromleistung aufnehmen muß.)

3. Senderverstärker (Wirkungsgrad).

§ 18. Das andersartige Problem.

Als „Senderverstärker" sollen diejenigen Verstärker oder Sender bezeichnet werden, bei denen man von einer leistungslosen Steuerung, d. h. von einer völligen Unterdrückung des Gitterstromes durch eine hinreichend große negative Gittervorspannung absieht. Hierzu ist man praktisch gezwungen, wenn die Leistungen eine gewisse Größe, etwa 1 kW, über-

schreiten. Wie schon in § 13 ausgeführt, muß bei dauernd negativem Gitter stets eine so große Restspannung $U_r = U_a - U_s$ an der Anode übrig bleiben, daß trotz negativen Gitters der maximale Strom J_s zustandekommt, d. h. es muß $DU_r \geqq U_s$ bleiben. Die Spannung U_s wächst aber mit J_s und beträgt für $J_s = 1$ A schon etwa 200 Volt. Bei einem Durchgriff $D = 10\%$ müßte also schon 2000 Volt unausgenutzte Restspannung an der Anode mindestens bestehen bleiben, was einer die Anode erwärmenden Verlustleistung von 2 kW im Augenblick des größten Stromes entspricht. Eine Vergrößerung des Durchgriffs würde zwar U_r verkleinern, aber eine unverhältnismäßig hohe Gittervorspannung und Gitterwechselspannung erfordern. Diese Schwierigkeiten können, wie in § 15 ausgeführt, durch Doppelgitterröhren und Penthoden auch nur zum Teil beseitigt werden. Auch würden solche konstruktiv nicht einfache Röhren für große Leistungen sehr teuer werden.

Außerdem spielt eine möglichst leistungslose Steuerung, d. h. ein möglichst hoher Wirkungsgrad häufig gar keine Rolle. Bei großen Sendern von beispielsweise 100 kW sind die Kosten der Endstufe so groß, daß es auf eine mehr oder weniger große Vorstufe zur Steuerung der Endstufe kaum noch ankommt. Bei selbsterregten Sendern wird die Gitterleistung sogar durch eine Rückkopplung von der verstärkten Leistung der Antennenseite selbst bezogen, so daß dann überhaupt keine Steuerleistung von außen zugeführt zu werden braucht. Diese Fragen der Selbsterregung werden in Band III behandelt. Für das hier behandelte Problem ist es ganz gleichgültig, woher die Steuerleistung kommt, und es soll einfach *angenommen werden, daß eine für alle Fälle ausreichende Steuerleistung am Gitter vorhanden ist.* Welche Leistung erforderlich ist, wird später in § 40 untersucht werden. Die Verhältnisse liegen ähnlich wie bei der Dynamomaschine. Auch dort spielt der Leistungsverbrauch für die Erregung eine untergeordnete Rolle, und man nimmt zur Berechnung einfach eine ausreichende Erregung an. Auch dort ist es für den Leistungsumsatz gleichgültig, ob der Erregerstrom von der eigenen Maschine oder anderswoher entnommen wird.

Bei größeren Leistungen kommt es stets auf einen guten Wirkungsgrad an; nicht nur wegen der hohen Stromkosten, sondern auch um die Verluste klein zu halten, denn diese setzen sich in der Röhre in Wärme um, die bei größeren Leistungen schwer abzuführen ist. Guter Wirkungsgrad erfordert einerseits eine gute Spannungsausnutzung h, die wie oben bemerkt bei dauernd negativem Gitter nicht zu erreichen ist, anderseits eine große Stromaussteuerung j. Diese ist freilich stets mit einer entsprechend großen Verzerrung verbunden. Daß man durch eine Gegentaktschaltung die Verzerrungen zweier Röhren in ihrer Wirkung nach außen zum großen Teil wieder aufheben kann, wurde in § 16 schon ausgeführt, ebenso eine andere Möglichkeit erwähnt, diese durch eine künstliche Verzerrung der steuernden Gitterspannung, wieder aufzuheben. Ob und wie weit die letztere Entzerrung techniach durchführbar ist, ist noch nicht entschieden. Es ist auch bisher das Bedürfnis danach noch nicht sehr dringend. Denn für die Verstärkung von Sprache und Musik sind Leistungen über 1 kW im allgemeinen nicht erforderlich und kleinere Leistungen sind mit den in Abschnitt 2 beschriebenen Methoden der Kraftverstärker im allgemeinen hinreichend verzerrungsfrei zu bewältigen. Für Hochfrequenzverstärker dagegen, die in den großen Rundfunksendern mit Leistungen bis 100 kW und mehr gebaut werden, ist ein hoher Wirkungsgrad wichtiger als eine hohe Verzerrungsfreiheit. Denn bei diesen will man meist nur eine bestimmte Frequenz haben und kann daher alle von der Röhre zunächst erzeugten Oberschwingungen nachträglich unschwer durch abgestimmte Schwingungskreise weitgehend unterdrücken und z. B. von der ausstrahlenden Antenne fernhalten. Beim Senderverstärker ist daher in erster Linie zu untersuchen, wie man einen hohen Wirkungsgrad erhält, während das Problem, die Verzerrungen klein zu halten, dagegen ganz in den Hintergrund tritt.

Infolge des Verzichts auf ein negatives Gitter kann man den jeweils günstigsten Arbeitspunkt auf der Kennlinie allein

durch geeignete Wahl der Gittervorspannung einstellen[1]). Die Verlagerung des Arbeitspunktes durch die Anodenspannung U_a, die Verschiebung um DU_a, die beim Vor- und Kraftverstärker von ausschlaggebender Bedeutung war, spielt hier kaum noch eine Rolle. Man macht daher den Durchgriff D der Röhren für Senderverstärker zweckmäßig klein, 1—2%, um die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ nicht unnötig groß werden zu lassen, da man ja die Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ um diesen Betrag vergrößern muß, um eine bestimmte Steuerwirkung $\mathfrak{U}_{st}$ zu erhalten. Ein noch kleinerer Durchgriff würde ein noch engmaschigeres Gitter bedingen, das bei positivem Gitter zu viel Elektronen abfängt. Der durch die Gleichung $R_i = 1/SD$ definierte innere Widerstand der Röhre, der beim Vorverstärker ausschlaggebend für das ganze Verhalten der Röhre war und auch beim Kraftverstärker noch eine gewisse Rolle spielte, verliert beim Senderverstärker nahezu ganz seinen Sinn, weil einerseits bei den großen Aussteuerungen die Kennlinie durchaus nicht mehr als geradlinig zu betrachten ist und von einer mit dem Arbeitspunkt veränderlichen Steilheit S der Kennlinie nicht mehr gesprochen werden kann, und weil anderseits der Durchgriff D, wie oben besprochen, in bezug auf seine beiden Funktionen: sowohl die Verschiebungsspannung DU_a als auch die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$, nahezu bedeutungslos geworden ist. Daher kommt auch eine Anpassung des äußeren Widerstandes der Schaltung an den inneren Widerstand der Röhre beim Senderverstärker nicht in Betracht. Es gibt auch hier einen günstigsten äußeren Widerstand, den „Grenzwiderstand", der aber nicht von der Konstruktion der Röhre (S, D), sondern von den Betriebsverhältnissen, nämlich der Größe der Anodengleichspannung U_a und der Gleichstromstärke J_a abhängt (vgl. § 21).

---

[1]) Praktisch verwendet man der Einfachheit halber oft gar keine Gittervorspannung, nämlich dann, wenn sich bei geeignetem kleinen Durchgriff D durch die Verschiebung DU_a schon von selbst ein günstiger Arbeitspunkt einstellen läßt.

§ 19. Der Leistungsumsatz.

Im Gegensatz zum Vorverstärker, der rein schwachstrommäßig nach der „Methode der kleinen Störungen", d. h. des sich dem Gleichstrom überlagernden differentiellen Wechselstromes zu behandeln ist, und zum Kraftverstärker, bei dem die Schwachstromseite auch noch überwiegt, ist der Senderverstärker rein starkstrommäßig aufzufassen. Er ist ein Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer, bei dem es, wie bei jeder Starkstrommaschine, in erster Linie auf den Leistungsumsatz und den dabei zu erzielenden Wirkungsgrad ankommt. Der Röhre wird eine bestimmte

(102) *Gleichstromleistung* $N_a = U_a J_a$

zugeführt. Diese wird durch die Steuerwirkung des Gitters zum Teil in

(103) *Wechselstromleistung* $u_a i_a$ $(= \mathfrak{U}_{a,m} \mathfrak{J}_{a,m} \cos \varphi_a$ im Mittel[1])

umgewandelt und nach außen wieder abgegeben. Den Rest bilden die

(104) *Röhrenverluste* $Q = u_a i_a$,

die eine Erwärmung der Anode hervorrufen und für eine bestimmte Röhrentype ein bestimmtes Maß nicht überschreiten dürfen. Hierin sind u_a und i_a die Augenblickswerte der tatsächlichen Spannung und Stromstärke an der Anode der Röhre, U_a und J_a die Gleichstromwerte, d. h. die arithmetischen Mittelwerte von u_a und i_a, während u_a und i_a die bald positiven, bald negativen Schwankungen um diese Mittelwerte, d. h. der sich dem Gleichstrom überlagernde Wechselstrom ist[1]). Es gilt:

(105) $u_a = U_a + u_a$; $\quad i_a = J_a + i_a$; (*Überlagerung*)

(106) $\frac{1}{T}\int_0^T u_a \, dt = U_a$; $\frac{1}{T}\int_0^T i_a \, dt = J_a$; ($U_a$ *und* J_a *sind Mittelwerte*).

folglich

[1]) Vgl. hierzu die Bilder in § 22.

$$\text{(107)} \qquad \frac{1}{T}\int_0^T u_a\,dt = 0; \quad \frac{1}{T}\int_0^T i_a\,dt = 0;$$

(u_a *und* i_a *sind reine Wechselstromgrößen mit dem Mittelwert* 0). Es gilt also in bezug auf die Augenblickswerte:

$$\text{(108)} \qquad u_a i_a = (U_a + u_a)\,(J_a + i_a) = U_a J_a + u_a i_a + U_a i_a + J_a u_a,$$

und in bezug auf die Mittelwerte

$$\text{(109)} \qquad Q_a = \frac{1}{T}\int_0^T u_a i_a\,dt = N_a + \mathfrak{N}_a.^{1})$$

Diese Gleichung besagt, daß die gesamten Energieverluste Q_a in der Röhre gleich der zugeführten Gleichstromleistung N_a plus der zugeführten Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ sind, was nach dem Energiesatz selbstverständlich ist.

Beim Senderverstärker soll aber keine Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ von außen zugeführt, sondern eine solche in der Röhre erzeugt und nach außen abgegeben werden. Das heißt, es muß:

(110) $\mathfrak{N}_a = u_a i_a$ *negativ werden, die Stromschwankungen* i_a *und Spannungsschwankungen* u_a *müssen möglichst entgegengesetzte Phasen haben. Der gesamte Röhrenstrom* $i_a = J_a + i_a$ *muß also immer dann möglichst am größten sein, wenn die Gesamtspannung* $u_a = U_a + u_a$ *an der Röhre auf den kleinsten Wert herabsinkt und umgekehrt.*[2])

---

[1]) Die Produkte $U_a i_a$ und $J_a u_a$ in (108) sind nur im Mittel Null. Die Gleichung (109) gilt daher nicht für die Augenblickswerte. Daher steigt in den Bildern § 18 die Q_a-Kurve zeitweise über den Mittelwert N_a hinaus, obwohl $\mathfrak{N}_a$ bei phasenreinem $\mathfrak{N}_a$ zu allen Zeiten positiv bleibt.

[2]) Bei den hier betrachteten gittergesteuerten Röhren tritt diese Bedingung ganz von selbst ein. Der größere Anodenstrom erzeugt in dem äußeren Widerstande einen größeren Spannungsabfall, d. h. eine kleinere Spannung an der Röhre. Es kann aber auch ohne eine Steuerung eine Gleichstromwechselstrom-Umformung, eine „Selbsterregung von Schwingungen" eintreten. Die Bedingung (110) ist dann gleichbedeutend mit dem „Kriterium der fallenden Kennlinie"; es muß durch den inneren Mechanismus des Entladevorgangs ein solches Verhalten zustande kommen, daß von selbst bei größerer Spannung der Strom

Man kann das Problem, beim Leistungsumsatz einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erzielen, auf zweierlei Weise anfassen. Bei gegebener Gleichstromleistung $N_a = U_a J_a$ kommt es einerseits darauf an, eine möglichst große, negative Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = u_a i_a$ zu erzeugen. Daraus folgt, daß die Strom- und Spannungsschwankungen u_a und i_a in der Phase möglichst entgegengesetzt und möglichst groß sein müssen. Es gilt also, die maximal möglichen Grenzen für diese Strom- und Spannungsschwankungen zu suchen. Das wird in § 20 und 21 geschehen.

Anderseits kommt es darauf an, die Röhrenverluste $Q_a = u_a i_a$ möglichst klein zu halten. Daraus folgt, daß die Spannung u_a an der Anode der Röhre zu den Zeiten großen Stromdurchgangs i_a möglichst niedrig, d. h. praktisch nicht höher sein sollte, als zum Hinüberziehen des großen Elektronenstromes i_a zur Anode erforderlich ist. Jede höhere Spannung ruft eine unnötige Beschleunigung der Elektronen und eine größere Wärmeentwicklung an der Anode hervor. Umgekehrt sollte zu den Zeiten hoher Anodenspannung u_a der Anodenstrom i_a möglichst klein sein, am besten also ganz Null gemacht werden. Das letztere ist grundsätzlich dadurch zu erreichen, daß man zu diesen Zeiten die Gitterspannung hinreichend stark negativ macht. Von diesem Standpunkt aus gesehen ist ein periodisch

---

an denselben Klemmen kleiner wird. Das ist z. B. beim Dynatron infolge der Bildung von Sekundärelektronen oder bei Raumladegitterröhren in gewissen Bereichen der Kennlinie der Fall (vgl. Bd. I, § 11c, Bild 46 u. 48 und § 12, Bild 54). Diese Fragen der Selbsterregung werden in Bd. III behandelt. — Von einer gittergesteuerten Röhre zu sagen, sie besitze eine fallende Kennlinie, weil bei ihr von selbst die Bedingung (110) erfüllt ist, ist unzweckmäßig, weil dadurch der klare äußere Steuermechanismus durch den unklaren inneren Mechanismus, der zur fallenden Kennlinie führt, ersetzt wird. Man müßte sonst auch von jedem gewöhnlichen Schiebewiderstand sagen, er besitze eine fallende Kennlinie! Denn auch bei ihm wird bei Vergrößerung seines Widerstandes die Klemmspannung am Widerstand größer, der durchfließende Strom aber kleiner und umgekehrt. Auch hier kann durch periodische Veränderung des Widerstandes Gleichstrom in Wechselstrom umgewandelt werden (z. B. beim Mikrophon).

arbeitender mechanischer Unterbrecher ein idealer Gleichstrom-Wechselstromumformer. Ist der Unterbrecherkontakt geschlossen, so ist die Spannung u_a Null, ein hinreichend kleiner Übergangswiderstand vorausgesetzt. Ist der Unterbrecherkontakt geöffnet, so ist der Strom i_a Null, ein funkenfreier Gang vorausgesetzt. Das Produkt $u_a i_a = Q_a$ bleibt dann zu allen Zeiten dauernd Null. Es tritt keine Erwärmung Q_a des Unterbrechers ein. Daher ist in diesem Falle der Wirkungsgrad 100 %, die ganze zugeführte Gleichstromleistung N_a wird in Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ umgesetzt. Es gilt bei dieser Auffassung also zu untersuchen, wie weit man sich praktisch beim Sendeverstärker diesem theoretischen Grenzfall annähern kann. Das wird in § 22 geschehen.

Beide Wege müssen natürlich zu demselben Ziele führen. Wenn die abgegebene Wechselstromleistung $-\mathfrak{N}_a$ groß ist, bleibt nur eine geringe Verlustleistung $Q_a = N_a - (-\mathfrak{N}_a)$ übrig. Sorgt man umgekehrt dafür, daß die Röhrenverluste Q_a klein sind, so muß die zugeführte Gleichstromleistung N_a fast ganz als Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ wieder abgegeben werden, da ein anderer Leistungsverbrauch außer Q_a nicht vorhanden ist.

Hierbei ist nur zu beachten, daß das durch (103) definierte $\mathfrak{N}_a$ sich auf die gesamte Wechselstromleistung bezieht, die Leistung der Grund- und Oberschwingungen zusammengenommen. Bei sprunghaften Änderungen, wie beim mechanischen Unterbrecher, treten aber von der Sinusform stark abweichende Kurven auf, die also starke Oberschwingungen enthalten. Praktisch will man aber beim Senderverstärker fast stets nur Wechselstrom von einer bestimmten Frequenz erzeugen. Die Oberschwingungen, die mit erzeugt werden, tragen dann nicht nur zur Nutzleistung von $\mathfrak{N}_a$ nichts bei, sondern sind sogar eine unwillkommene Beigabe, die man lieber vermeiden würde, auch wenn sie den theoretischen Wirkungsgrad $\eta = \mathfrak{N}_a/N_a$ vergrößern und so die Röhrenerwärmung $Q_a = (1-\eta)N_a$ verringern. Man wird daher praktisch nicht gern allzu weit von der Sinusform abweichen, allzu hohe Verzerrungen eintreten lassen, auch wenn dadurch der Wirkungsgrad verbessert werden könnte (vgl. § 20).

Bezüglich der sinusförmigen Grundschwingung (Index 1) ist die von der Röhre abgegebene Wechselstromleistung

$$\mathfrak{N}_{a_1} = \frac{1}{2}\,\mathfrak{J}_{a_1}\mathfrak{U}_{a_1}\cos\varphi,$$

wenn $\mathfrak{J}_{a_1}$ die Amplitude der in der Anodenstromkurve enthaltenen Sinusschwingung ist, ebenso $\mathfrak{U}_{a_1}$ bezüglich der Spannung. Es ergibt sich dann für den Wirkungsgrad:

$$\text{(111)} \qquad \eta_1 = \frac{\mathfrak{N}_{a_1}}{N_a} = \frac{1}{2}\,\frac{\mathfrak{J}_{a_1}}{J_a}\,\frac{\mathfrak{U}_{a_1}}{U_a}\cos\varphi = \frac{1}{2}\,j\,h\cos\varphi.$$

$$j = \frac{\mathfrak{J}_{a_1}}{J_a} = \textit{Stromaussteuerung:} \quad h = \frac{\mathfrak{U}_{a_1}}{U_a} = \textit{Spannungsausnutzung.}$$

(vgl. auch (68) in § 11 und (83) in § 13).

Es kommt also nur darauf an, einerseits den Röhrenstrom so auszusteuern, daß $\mathfrak{J}_{a_1}$ möglichst groß gegen J_a wird, anderseits durch eine geeignete phasenreine ($\cos\varphi = 1$ für $\varphi = 0$) Belastung $\mathfrak{R}_{a_1}$ dafür zu sorgen, daß der Spannungsabfall $\mathfrak{U}_{a_1} = \mathfrak{R}_{a_1}\mathfrak{J}_{a_1}$ möglichst groß gegenüber der aufgewandten Betriebsgleichspannung U_a wird, die letztere möglichst voll ausgenutzt wird.

§ 20. Die größtmöglichen Stromschwankungen.

Die Schwankungen des Anodenstromes werden hervorgerufen durch die Gitterwechselspannung, die entweder bei Fremderregung von außen zugeführt oder bei Selbsterregung durch Rückkopplung aus dem Anodenkreise selbst entnommen wird. Beide Fälle sind in bezug auf den Leistungsumsatz völlig gleichwertig. Maßgebend ist die Steuergleichung (vgl. Bd. I, § 8).

$$\text{(112)} \qquad i_e = f(u_{st}) \approx K u_{st}^{3/2},$$

$$\text{wobei } i_e = i_g + i_a; \quad u_{st} = u_g + D u_a \text{ ist.}$$

Durch hinreichend große Schwankungen der Gitterspannung u_g und damit der Steuerspannung u_{st} lassen sich entsprechend große Schwankungen des Emissionsstromes i_e und damit des Anodenstromes i_a erzielen. Der Gitterstrom i_g, der bei negativer Gitterspannung u_g vollständig Null ist, bleibt bei Röhren mit

dünndrähtigem Gitter auch bei positivem u_g praktisch immer klein, meist unter 5% des Anodenstromes, solange der „überspannte Zustand" vermieden wird, d. h. solange die Anodenspannung u_a nicht unter den Betrag der Gitterspannung u_g herabsinkt. Die Erscheinungen des überspannten Zustandes, den man praktisch zu vermeiden sucht, sollen später in § 21 behandelt werden. Hier wollen wir zunächst den Gitterstrom vernachlässigen und $i_a = i_e$ setzen. Dann sind den Schwankungen des Anodenstromes i_a durch den Emissionsvorgang gewisse Grenzen gesetzt. Zunächst kann i_a niemals negativ werden, unter Null herabsinken, weil Elektronen nur aus der Glühkathode austreten können, der Emissionsvorgang einseitig gerichtet ist. Die Amplitude der Stromschwankungen, d. h. des Wechselstromes i_a nach unten kann also nicht größer werden als die Amplitude des Gleichstromes J_a. Denn sonst würde ja der tatsächliche Röhrenstrom $i_a = J_a - i_a$ zeitweise negativ werden.

Auch nach oben kann der Emissionsvorgang die Stromschwankungen begrenzen, indem Sättigung eintritt, der Strom nicht über einen bestimmten Wert J_s anwachsen kann (vgl. Bd. I, § 3b). Größere „Senderöhren" besitzen fast alle Heizdrähte aus reinem Wolfram, weil dünne Bariumüberzüge bei den hier verwandten hohen Spannungen durch „Ionenbombardement" infolge der unvermeidlichen Gasreste zu schnell zerstört würden und auch sonst Schwierigkeiten infolge Rückheizung und Sekundärelektronenbildung eintreten können. Man verwendet für große Röhren dicke Wolframdrähte von etwa 1 mm Durchmesser, die einen Heizstrom von etwa 50 Amp. erfordern, dafür aber auch ein Heizmaß von etwa $H = 7$ mA/Watt $= 7$ A/kW und höher bei langer Lebensdauer zulassen (vgl. Bd. I, § 3b). Um einen Sättigungsstrom J_s von 10 Amp. zu erzielen, ist dann eine Heizleistung von etwa 1,5 kW erforderlich, also z. B. 50 Amp. und 30 Volt Heizdrahtstrom und -Spannung. Das ist ein Betrag, der schon nicht unwesentlich ins Gewicht fällt, und zwar weniger wegen der damit verbundenen Betriebskosten als wegen der dadurch verursachten Erwärmung der Röhre. Es ist daher der folgende Satz wichtig:

(113) *Je größer der maximal mögliche Anodenstrom* J_s *sein soll, desto größer muß die (die Röhre erwärmende) Heizleistung* N_h *gemacht werden. Es ist* $J_s = H N_h = H U_h J_h$; $H \approx 7$ A/kW.

Da der Sättigungsstrom J_s bei kleinen Änderungen des Heizstromes J_h oder sonstigen zusätzlichen Heizwirkungen stark schwankt, wird man praktisch die Heizung der Röhre etwas stärker wählen, so daß im Betriebe normalerweise noch keine Sättigung eintritt. Im folgenden soll aber der Einfachheit halber auch dann der *maximal auftretende Anodenstrom mit* J_s *bezeichnet werden.*

Praktisch ist es meistens nicht die Sättigung, die den Anodenstrom nach oben begrenzt; denn J_s kann durch einen längeren oder dickeren Heizdraht und entsprechend größere Heizleistung fast beliebig hoch getrieben werden[1]). Es sind vielmehr hauptsächlich die Anodenverluste $Q_a = u_a i_a$, die eine Erwärmung der Anode verursachen und die infolgedessen ein bestimmtes Maß nicht überschreiten dürfen. Diese hängen aber

---

[1]) Bei Heizstromstärken über 50 Amp. macht sich das Magnetfeld des Heizstromes schon störend bemerkbar, das bei 100 Amp. schon bis zu einer Steuerspannung von 500 Volt den Elektronenübergang vollständig sperrt und auch darüber hinaus die Kennlinie verflacht (vgl. Bd. I, § 5b). Bei ganz großen Senderröhren ist man daher, wie bei den Verstärkerröhren, zur indirekten Heizung übergegangen. Man ordnet die Heizdrähte im Innern der zylindrischen Hohlkathode dabei so an, daß ihre Magnetfelder nach außen sich möglichst gegenseitig aufheben. Besonders günstig ist in dieser Hinsicht eine halbindirekte Anordnung, bei der der Heizstrom durch die röhrenförmige Kathode selbst hinfließt und durch einen in der Röhrenachse liegenden Heizdraht zurückfließt. Dann kann man die Röhre auch für Rundfunkzwecke mit Wechselstrom heizen. Bei direkter Heizung ergibt Wechselstrom bei größeren Röhren einen zu starken Brummton, so daß man mit Gleichstrom heizen muß. Wegen der zusätzlichen Heizwirkung des Anodenstromes sollte nach Satz (12) in Band I, Seite 28 dann möglichst $J_h > J_a$ sein. Man führt den Anodenstrom J_a oft vermittelst einer besonderen Durchführung der Mitte des Heizdrahtes zu. Dann wird jede Hälfte des Heizdrahtes nur von $\frac{1}{2} J_a$ durchflossen.

nicht nur vom Strom i_a, sondern auch von der Spannung u_a und nicht nur von der Größe, sondern auch von deren zeitlichem Verlauf, d. h. von den ganzen Betriebsverhältnissen ab. Erreicht man einen hohen Wirkungsgrad η, so wird ein erheblicher Teil der zugeführten Gleichstromleistung als Wechselstromleistung wieder abgegeben, die Röhrenverluste Q_a werden geringer. Man kann dann die Stromstärke und damit den Leistungsumsatz steigern, ehe man an die zulässige Grenze der Erwärmung kommt. Dies wird später in § 22 noch näher ausgeführt werden.

Bei stärkerer Aussteuerung tritt eine erhebliche Verzerrung ein, die Stromkurve weicht bei sinusförmiger Steuerspannung erheblich von der Sinusform ab. Beim Senderverstärker für Hochfrequenz kommt es zwar im allgemeinen nicht auf den in § 11 besprochenen Klirrfaktor an, wohl aber auf die Größe der sinusförmigen Grundschwingung $\mathfrak{J}_{a_1}$, die in der verzerrten Stromkurve enthalten ist. Denn nur diese soll im allgemeinen nutzbringend verwandt werden, nur diese ist z. B. maßgebend dafür, wie weit sich der Strom in einem auf sie abgestimmten Schwingungskreise durch Resonanz aufschaukelt. Auch der mit einem Drehspulinstrument leicht meßbare Mittelwert des Stromes, der Gleichstrom J_a ist meist nicht gleich dem Ruhestrom J_{a_0}, sondern ändert sich durch die Aussteuerung. Es tritt eine „Gleichrichterwirkung" ein. Das ist natürlich wichtig für die Berechnung der zugeführten Gleichstromleistung $N_a = U_a J_a$. — Nach Fourier gelten folgende Formeln:

(114) *Für den Gleichstrom:*
$$J_a = \frac{1}{T}\int_0^T i_a \, dt,$$

(115) *für die Grundschwingung:*
$$\mathfrak{J}_{a1} = \frac{2}{T}\int_0^T i_a \cos(\omega t)\, dt,$$

(116) *für die n-te Oberschwingung:*
$$\mathfrak{J}_{an} = \frac{2}{T}\int_0^T i_a \cos(n\omega t)\, dt.$$

Für einige mathematisch einfache oder technisch wichtige Fälle ergeben sich die folgenden Werte unter der Annahme einer sinusförmigen Steuerspannung $u_{st} = U_{st} + \mathfrak{U}_{st} \sin \omega t$.

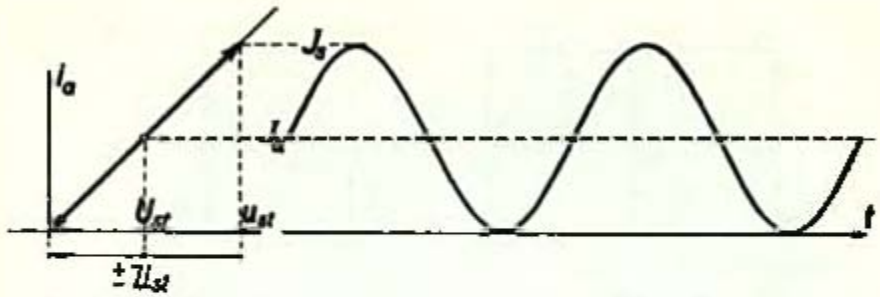

Bild 39. Geradlinige Kennlinie; $U_{st} = u_{st}$, d. h. volle Aussteuerung bis $i_a = 0$; Ruhepunkt in der Mitte.

$J_a = J_{a_0} = 1/2\,J_s$; keine Änderung durch die Aussteuerung.

$\mathfrak{J}_{a_1} = 1/2\,J_s = J_a$; $j = \boxed{1{,}00.}$

$\mathfrak{J}_{a_2} = \cdots \mathfrak{J}_{a_n} = 0$; $k_k = 0\,\%$, keine Verzerrungen.

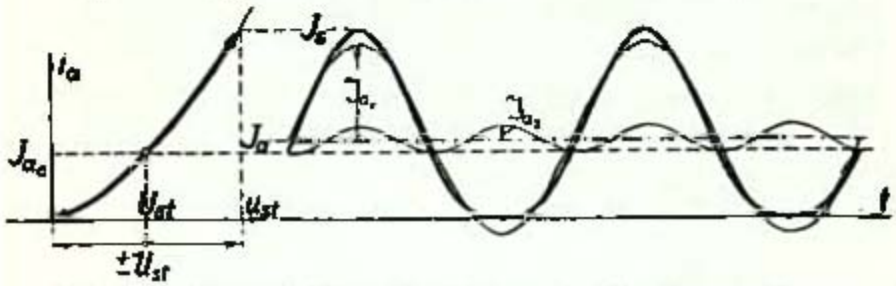

Bild 40. Raumladekennlinie $i_a = K u_{st}^{1,5}$; $U_{st} = u_{st}$.

$J_a = 1{,}19\ J_{a_0}$, d. h. Änderung des Ruhegleichstroms J_{a_0} um $\Delta J_a = 0{,}19\ J_{a_0}$ durch die Aussteuerung; $J_s = 2{,}83\ J_{a_0} = 2{,}4\,J_a$;

$J_a = 0{,}42\ J_s$. $\mathfrak{J}_{a_1} = 1{,}45\ J_{a_0} = 1{,}22\ J_a$; $j = \boxed{1{,}22.}$

$\mathfrak{J}_{a_2} = 0{,}20\ J_{a_0} = 0{,}14\ \mathfrak{J}_{a_1}$. $k_k = 14\,\%$.

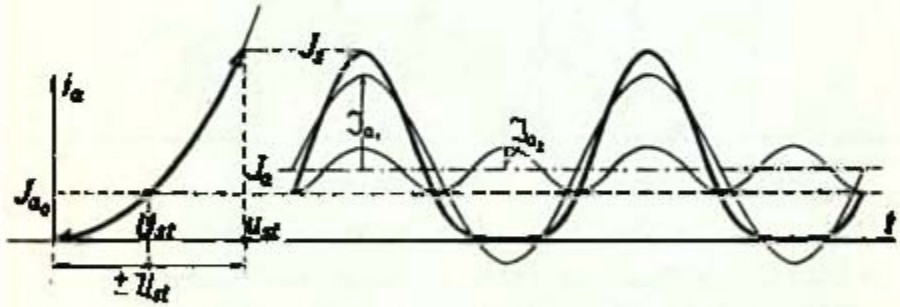

Bild 41. Quadratische Kennlinie $i_a = K u_{st}^2$; $U_{st} = u_{st}$.

$J_{a_0} = 1/4\,J_s$; $J_a = 3/8\,J_s$;

$\mathfrak{J}_{a_1} = 1/2\,J_s = 4/3\,J_a$; $j = 4/3 = \boxed{1{,}33.}$

$\mathfrak{J}_{a_2} = 1/8\,J_s = 1/4\,\mathfrak{J}_{a_1}$; $k_k = 25\,\%$.

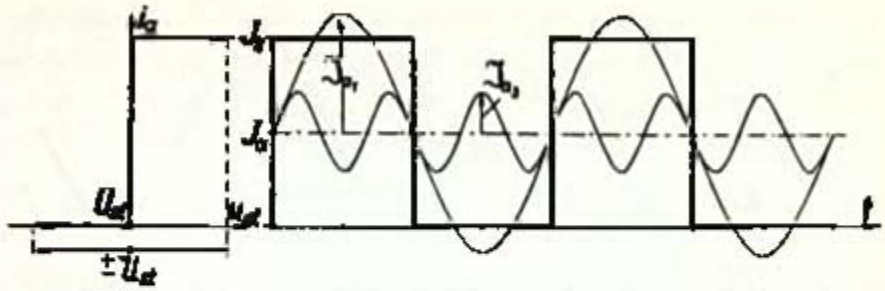

Bild 42. Sehr steile Kennlinie mit Sättigung; $U_{at} = 0$; U_{a_0} groß gegenüber der Sättigungsspannung [1])

$J_{a_0} = \begin{cases} 0; \\ \end{cases}$ $J_a = 1/2\, J_s$, d. h. Strom fließt nur bei Aussteuerung.

$$\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{2}{\pi} J_s = \frac{4}{\pi} J_a; \quad j = \frac{4}{\pi} = \boxed{1{,}27.}$$

$$\mathfrak{J}_{a_2} = 0; \quad \mathfrak{J}_{a_3} = 1/3\, \mathfrak{J}_{a_1}; \quad \mathfrak{J}_{a_{2n}} = 0; \quad \mathfrak{J}_{a_{(2n+1)}} = \frac{1}{2n+1} \cdot \mathfrak{J}_{a_1};$$

$k_k = 43\,\%$.

Diese Kurvenform liefert den größten Wert für $\mathfrak{J}_{a_1}$, wenn der Maximalwert $J_a = J_s$ und der Minimalwert $i_a = 0$ festliegen. Denn aus der Formel $\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{2}{T} \int_0^T i_a \cos \omega t \, dt$ folgt, daß $\mathfrak{J}_{a_1}$ am größten wird, wenn i_a während der Halbperiode, wo $\cos \omega t$ positiv ist, möglichst groß, also gleich J_s, während der negativen Halbperiode von $\cos \omega t$ dagegen möglichst klein, also gleich null ist.

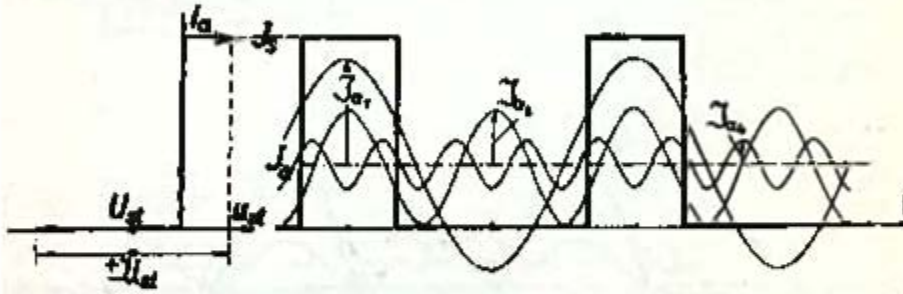

Bild 43. Wie Bild 39. Nur negative Vorspannung; $U_{at} = -1/2\, U_{at}$. Stromzeiten halb so lang wie stromlose Zeiten (vgl. Bild 47).

[1]) Die gleiche Anodenstromkurve kann man bei beliebiger Kennlinie auch erreichen indem man dem Gitter statt einer sinusförmigen eine rechteckförmige Spannung zuführt. Dasselbe gilt für Bild 43.

$J_{a_0} = 0$; $J_a = 1/3 J_s$.

$$\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} J_s = \frac{3\sqrt{3}}{\pi} J_a; \quad j = \frac{3\sqrt{3}}{\pi} = \boxed{1{,}65.}$$

$\mathfrak{J}_{a_2} = 1/2\,\mathfrak{J}_{a_1}$; $\mathfrak{J}_{a_3} = 0$; $\mathfrak{J}_{a_4} = 1/4\,\mathfrak{J}_{a_1}$. $k_k = 57\%$.

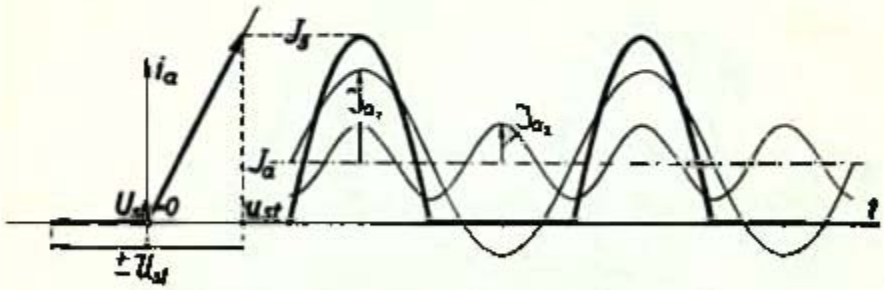

Bild 44. Geradlinige Kennlinie $i_a = K u_{st}$; $U_{st} = 0$.

$J_{a_0} = 0$; $J_a = \frac{1}{\pi} J_s = 0{,}318\, J_s$;

$$\mathfrak{J}_{a_1} = 1/2\, J_s = \frac{\pi}{2} J_a; \quad j = \frac{\pi}{2} = \boxed{1{,}57.}$$

$\mathfrak{J}_{a_2} = 0{,}43\,\mathfrak{J}_{a_1}$; $k_k = 43\%$.

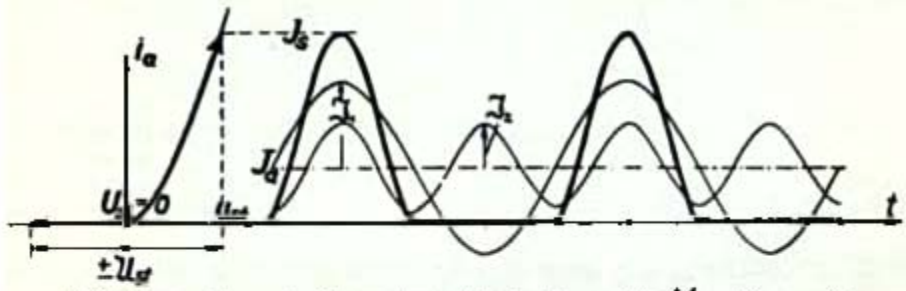

Bild 45. Raumladungskennlinie $i_a = K u_{st}^{1,5}$; $U_{st} = 0$.

$J_{a_0} = 0$; $J_a = 0{,}275\, J_s$;

$\mathfrak{J}_{a_1} = 0{,}455\, J_s = 1{,}65\, J_a$; $j = \boxed{1{,}65.}$

$\mathfrak{J}_{a_2} = 0{,}52\,\mathfrak{J}_{a_1}$; $k_k = 52\%$.

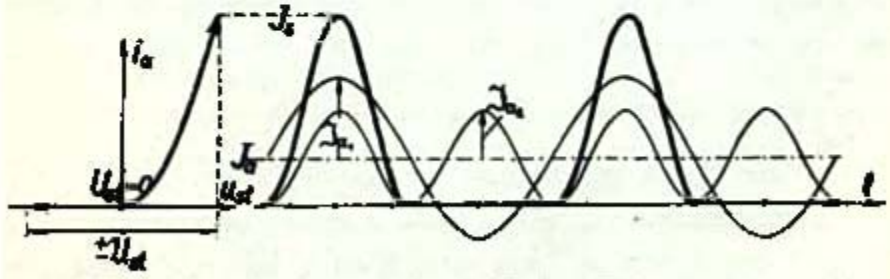

Bild 46. Quadratische Kennlinie $i_a = K u_{st}^2$; $U_{st} = 0$.

$$J_{a_0} = 0; \quad J_a = 1/4\, J_s = 0{,}250\, J_s;$$

$$\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{4}{3\pi} J_s = \frac{16}{3\pi} J_a; \qquad j = \frac{16}{3\pi} = \boxed{1{,}70.}$$

$$\mathfrak{J}_{a_2} = 0{,}59\, \mathfrak{J}_{a_1}; \qquad k_k = 59\,\%.$$

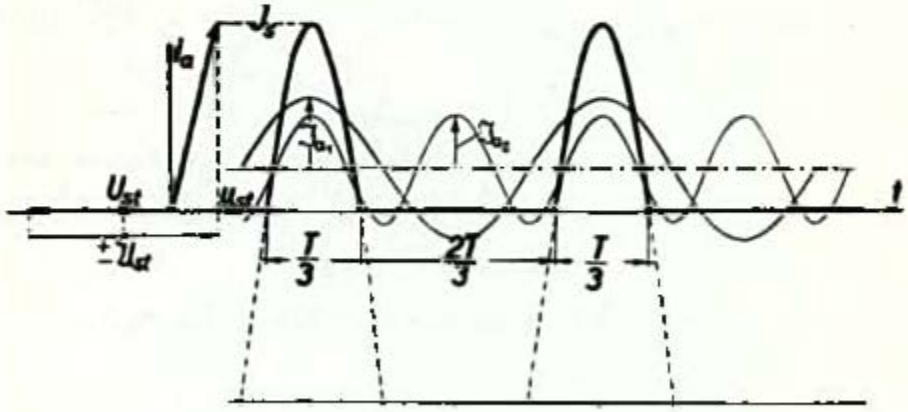

Bild 47. Geradlinige Kennlinie $i_a = K u_{st}$; $U_{st} = -1/2\, \mathfrak{U}_{st}$. Stromzeiten halb so lang wie stromlose Zeiten.

$$J_{a_0} = 0; \quad J_a = \left(\frac{\sqrt{3}}{\pi} - \frac{1}{3}\right) J_s = 0{,}218\, J_s.$$

$$\mathfrak{J}_{a_1} = \left(\frac{2}{3} - \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\right) J_s = 0{,}393\, J_s = 1{,}80\, J_a; \quad j = \boxed{1{,}80.}$$

$$\mathfrak{J}_{a_2} = 0{,}92\, \mathfrak{J}_{a_1}; \qquad k_k = 92\,\%.$$

Man erkennt, wie man selbst bei sinusförmig schwankender Steuerspannung allein durch verschiedene Wahl des Ruhepunktes, d. h. im wesentlichen der Gittervorspannung U_g, sehr verschiedene Kurvenformen erhalten kann. Wenn der Senderverstärker den Gleichstrom J_a verbraucht, den Wechselstrom der Grundfrequenz $\mathfrak{J}_{a_1}$ aber erzeugen soll, so wird die Kurvenform am günstigsten sein, bei der die „Stromaussteuerung" $j = \frac{\mathfrak{J}_a}{J_a}$ am größten ist. Man erkennt, daß

(117) *die Stromaussteuerung* j, *das Verhältnis von Wechselstromamplitude* $\mathfrak{J}_{a_1}$, *der Grundschwingung zum Gleichstrom* J_a *sich von 1 um so mehr dem Wert 2 nähert, je mehr sich der Strom auf einen kurz dauernden Stoß zusammendrängt.*

Das folgt auch aus den Formeln (114) und (115). Denn das Integral braucht nur über die Zeitelemente dt erstreckt zu werden, in denen ein Strom fließt, die Zeitdauer „T_l“. Die Zeiten, in denen $i_a = 0$ ist, tragen nichts zu dem Integral bei. Für kurze Zeiten T_l ist aber $\cos \omega t \approx 1$, also

$$\int_0^T i_a \cos \omega t \, dt \approx \int_0^{T_l} i_a \, dt \text{ oder nach (114) } \mathfrak{J}_{a_j} \approx 2 \cdot J_a, \quad j = 2.$$

In gleichem Maße wachsen freilich auch die Oberschwingungen an. Für einen sehr kurzen Stromstoß von der Dauer T ist, solange $\cos\left(\frac{n \omega T_l}{2}\right) = 1$ gesetzt werden kann, $\mathfrak{J}_{a_1} = \mathfrak{J}_{a_2} = \cdots \mathfrak{J}_{an} = 2 \cdot J_a$, d. h. jede Oberschwingung bis zur n-ten hat die gleiche Größe wie die Grundschwingung.

Man beachte ferner, daß bei kurzen Stromimpulsen der Maximalstrom J_a viel größer wird als der Gleichstrom, der Heizdraht und die Heizleistung der Röhre also gemäß (113) entsprechend größer gemacht werden müssen. Schließlich entstehen kurze Stromimpulse nur, wenn der Ruhepunkt stark ins Negative verlagert wird. Dann braucht man aber zum Aussteuern eine sehr hohe Steuerwechselspannung $\mathfrak{U}_{st}$, zumal wenn dann auch noch J_a besonders groß ist. Man beachte, daß in den Bildern 39 bis 47 die Kennlinien links verschieden steil gezeichnet sind, während $\mathfrak{U}_{st}$ immer gleich groß erscheint. Tatsächlich ist aber die Kennlinie einer Röhre immer dieselbe; wird sie steiler gezeichnet, so entspricht das einem kleineren Maßstab für u_{st}, so daß der gleichen Länge ein größerer Wert zukommt. Man wird aus all diesen Gründen praktisch ungern über $U_{st} = -1/2\,\mathfrak{U}_{st}$ hinausgehen. Dafür wird etwa $j = 1{,}80$. Kommt es auf eine möglichst geringe Verzerrung an, so wählt man am besten die Gegentaktschaltung mit $U_{st} = 0$ oder schwach positiv (vgl. § 16). Dafür kann man etwa $j = 1{,}60$ setzen. Man verwendet in diesem Falle am einfachsten gar keine Gittervorspannung. Die kleine Verschiebungsspannung DU_a (D ist sehr klein!) gibt dann ein schwach positives U_{st}. Durch die Gegentaktschaltung werden aber auch sonst bei beliebigem U_{st}

genau gleiche Röhren vorausgesetzt die ersten Oberschwingungen $\mathfrak{J}_{a_1}$ und alle höheren geradzahligen Oberschwingungen $\mathfrak{J}_{a_{2n}}$ vollkommen unwirksam gemacht, also die Verzerrungen im allgemeinen stark vermindert.

§ 21. Die größtmöglichen Spannungsschwankungen. Überspannter Zustand.

Die Schwankungen der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ werden dadurch hervorgerufen, daß der Anodenwechselstrom $\mathfrak{J}_a$ im äußeren Anodenkreise einen Widerstand $\mathfrak{R}_a$ durchfließen muß. Ist kein Widerstand $\mathfrak{R}_a$ für den Wechselstrom vorhanden, so treten auch keine Spannungsschwankungen auf. Man kann im allgemeinen auch beim Senderverstärker den wirksamen Widerstand $\mathfrak{R}_a$ beliebig groß oder klein machen. Bei Hochfrequenz verwendet man fast stets einen auf die zu erzeugende Frequenz abgestimmten Parallel-Schwingungskreis als $\mathfrak{R}_a$. Es ist dann

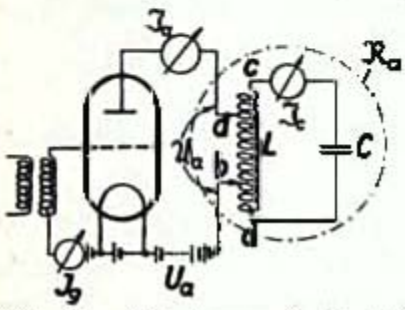

Bild 48. Schwingungskreis mit Anzapfungen als äußerer Widerstand $\mathfrak{R}_a$.

$$\text{(118)} \qquad \mathfrak{R}_a = \varrho\,\omega L = \varrho\,\frac{1}{\omega C} = \varrho\,\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{L}{RC} \text{ (vgl. Bd. I, § 15).}$$

Will man den Schwingungskreis selbst nicht ändern, so kann man die Spule anzapfen (vgl. Bild 48). Es ist dann angenähert:

$$\text{(119)} \qquad \mathfrak{R}_a \approx \ddot{u}^2 \mathfrak{R}'_a; \quad \mathfrak{R}'_a = \varrho\,\omega L; \quad \ddot{u} = \frac{\mathfrak{U}_{ab}}{\mathfrak{U}_{cd}} \approx \frac{w_{ab}}{w_{cd}}.$$

Je nach der Zahl der Windungen w_{ab} zwischen den Anzapfpunkten a und b ändert sich dann $\mathfrak{R}_a$.

Ein Parallelschwingungskreis hat aber nur für seine Resonanzfrequenz einen hohen Widerstand. Für die erste Oberschwingung $\omega_2 = 2\,\omega$ hat er nur noch den Widerstand

$$\text{(120)} \qquad |\mathfrak{R}_{a2}| = \frac{1}{2\omega C - \dfrac{1}{2\omega L}} = \frac{2}{3}\,\frac{1}{\omega C} = \frac{2}{3}\,\frac{1}{\varrho}\,\mathfrak{R}_a.$$

Für eine Resonanzschärfe $\varrho = 100$ wird z. B. $\Re_{a_2}$ für die erste Oberschwingung 150 mal kleiner als $\Re_a$ für die Grundschwingung. Die höheren Oberschwingungen werden noch stärker kapazitiv kurzgeschlossen.

(121) *Auch bei sehr stark verzerrtem Anodenstrom fließt daher bei einigermaßen großer Resonanzschärfe ϱ des Schwingungskreises in diesem praktisch ein rein sinusförmiger Wechselstrom.*

Dieser ist infolge der Stromresonanz ϱ mal größer als die Grundschwingung $\mathfrak{J}_{a_1}$ des Röhrenstromes. Alle Oberschwingungen werden dagegen nicht durch Resonanz erhöht, bleiben also so klein, wie sie im Röhrenstrom enthalten sind. In gleichem, genau genommen sogar in noch etwas höherem Maße wie der Strom ist dann aber auch *die Spannung über dem Schwingungskreis rein sinusförmig*. Die tatsächliche Spannung u_a an der Röhre ist dann also gleich der Überlagerung der konstanten Betriebsspannung U_a mit der sinusförmigen Spannung u_a:

(122) $u_a = U_a + u_a = U_a + \mathfrak{U}_a \sin \omega t$ mit $\mathfrak{U}_a = \Re_a \mathfrak{J}_{a_1}$ [1]).

Die Spannung an der Röhre wird also zeitweise um $\mathfrak{U}_a$ größer, zeitweise um $\mathfrak{U}_a$ kleiner als die Betriebsspannung U_a (vgl. Bild 49).

Beim Vorverstärker durfte man $\Re_a$ nicht zu groß wählen, weil die mit $\Re_a$ anwachsende Anodenwechselspanung $\mathfrak{U}_a$ die fest begrenzte Steuerwirkung $\mathfrak{U}_g$ des Gitters mehr und mehr aufhob und dadurch $\mathfrak{J}_a$ verkleinerte. Die größte Leistungsabgabe $\Re_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a$ erreichte man für $D\mathfrak{U}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_g$, d. h. für $\Re_a = R_i = 1/SD$, also für den Wert, bei dem die Gittersteuerwirkung durch die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ zur Hälfte aufgehoben wurde. Beim Kraftverstärker fiel diese Grenze fort, weil wir dort die Annahme machten, daß die um $D\mathfrak{U}_a$ verminderte Steuerwirkung durch eine entsprechende Erhöhung der Gitter-

[1]) Amplitudengleichung. Das negative Vorzeichen bei $\mathfrak{U}_a$ und ebenso bei $\Re_a$ ist im folgenden weggelassen, soweit dadurch keine Verwechselung möglich ist.

wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ (etwa durch eine größere Vorverstärkung) stets wieder auf den durch die Verzerrungsfreiheit bedingten Grenzwert gebracht werden könne. Dagegen wirkte dort indirekt die so erforderliche Erhöhung von $\mathfrak{U}_g$ schädlich, weil mit $\mathfrak{U}_g$ auch die negative Gittervorspannung U_g mit erhöht werden mußte, um das Gitter dauernd negativ zu halten, um den Gitterstrom zu unterdrücken. Größere negative Gittervorspannung verlagerte aber den Ruhepunkt auf der Kennlinie tiefer nach unten, wo die Arbeitsweise der Röhre ungünstiger war, die Verzerrungen früher einsetzten. Dadurch wurde auch dort schließlich ein zu großes $\mathfrak{U}_a$ (hervorgerufen durch ein zu großes $\mathfrak{R}_a$) ungünstig, und es ergab sich wieder ein Optimum, das aber stets bei $\mathfrak{R}_a > R_i$ lag. Beim Senderverstärker fällt auch diese zweite Grenze weg, weil man bei ihm auf ein dauernd negatives Gitter verzichtet, also sowohl die Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ als auch die Gittervorspannung U_g und zwar unabhängig von einander beliebig groß wählen kann. Daher spielt hier für den Leistungsumsatz die Steuerfähigkeit der Anode, d. h. der Durchgriff D der Röhre sowie der innere Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$ überhaupt keine Rolle mehr. Das Optimum für $\mathfrak{R}_a$, das auch hier vorhanden ist, hat gar keine Beziehungen mehr zu dem inneren Widerstande R_i.

Die abgegebene Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a\mathfrak{J}_a$ wird bei gegebener Aussteuerung, d. h. gegebenem $\mathfrak{J}_a$ um so größer, je größer $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a\mathfrak{J}_a$, d. h. je größer $\mathfrak{R}_a$ gemacht wird. Vergrößert man $\mathfrak{R}_a$ durch Verschieben der Anschlüsse a oder b in Bild 48, (vgl. (119)), so beobachtet man [1]), wie zunächst auch die Spannung $\mathfrak{U}_a$ über ab in gleichem Maße anwächst. Da die Stromaussteuerung $\mathfrak{J}_a$ bei kleinem Durchgriff D dadurch nicht

[1]) Statt dessen kann man $\mathfrak{R}_a$ nach (118) auch durch Verringerung der Dämpfung (Ausschalten eines im Schwingungskreis gelegenen Widerstandes R) oder bei Selbsterregung (Resonanz bleibt erhalten!) auch durch Verkleinern von C vergrößern. Auch dann macht sich in gleicher Weise der überspannte Zustand bemerkbar, wenn $\mathfrak{U}_a$ bis U_a angewachsen ist.

beeinflußt wird, erhöht sich in gleichem Maße d. h. wie $\ddot{u}^2$ auch die von der Röhre abgegebene Leistung $\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a}{2}$, die gleich der im Schwingungskreise verloren gehenden Leistung $\frac{\mathfrak{U}_c \mathfrak{J}_c}{2\varrho}$ sein muß. Man beobachtet in der Tat, daß der Strom $\mathfrak{J}_c$ im Schwingungskreise, der durch den Kondensator C fließt, und damit auch die Spannung $\mathfrak{U}_c$ zwischen den Punkten cd beide proportional zu ü (nicht $ü^2$!) immer weiter anwachsen. Schließlich hört das Anwachsen aber auf, und bei noch weiterer Steigerung der Windungszahlen ab wird der Strom im Schwingungskreise sogar wieder kleiner. Man findet ferner, daß das Maximum des Schwingungskreisstromes, d. h. die größte Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ etwa dort liegt, wo die Amplitude der zwischen a und b zu messenden Spannung $\mathfrak{U}_a$ gleich der Betriebsgleichspannung U_a geworden ist. (Das an a und b angelegte Voltmeter zeigt meist den Effektivwert $\mathfrak{U}_{a\,\mathrm{eff}}$ an; seine Anzeige ist dann mit $\sqrt{2} = 1{,}4$ zu multiplizieren!). Legt man ferner einen Strommesser $\mathfrak{J}_g$ in die Gitterzuleitung, so bemerkt man an diesem, wie der zunächst kleine Ausschlag von da an stark anwächst, wo der Strom $\mathfrak{J}_c$ im Schwingungskreise sein Maximum erreicht hat und wieder anfängt zurückzugehen. Diese eigentümlichen Erscheinungen treten auch dann ein, wenn die Stromaussteuerung, d. h. die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D|\mathfrak{U}_a|$ bei dem ganzen Versuch konstant gehalten wird, bei Röhren mit größerem Durchgriff also $\mathfrak{U}_g$ mit wachsendem $\mathfrak{U}_a$ etwas vergrößert wird, oder bei Erzeugung von $\mathfrak{U}_g$ durch Selbsterregung vermittels einer Rückkopplung die letztere entsprechend mit verändert wird. Unterläßt man dies Nachregulieren, d. h. hält man die Stromaussteuerung nicht konstant, so können dadurch bei Röhren mit größerem Durchgriff die oben beschriebenen Erscheinungen etwas geändert werden.

Der Grund für dieses eigentümliche Verhalten liegt in folgendem. Bei phasenreinem $\mathfrak{N}_a$ sinkt die Anodenspannung in dem Augenblick am tiefsten herab, in dem der Anodenstrom am größten, gleich J_s wird (vgl. Bild 49). Um den Strom J_s zur Anode

hinüberzuziehen, ist aber eine gewisse Mindestspannung $u_{a\,min}$ an der Anode erforderlich. Bei negativer Anode können z. B. überhaupt keine Elektronen zur Anode gelangen (vgl. Bd, I, § 11, Satz 56). Die Stromaussteuerung durch die Gitterspannung bleibt auch dann noch nach wie vor bestehen, aber sie wirkt ja auf den Emissionsstrom i_e ein und wenn die Anode negativ ist, fliegen die Elektronen zwar in der durch die Steuerspannung bestimmten Stärke J_s zum Gitter hinüber und zunächst auch

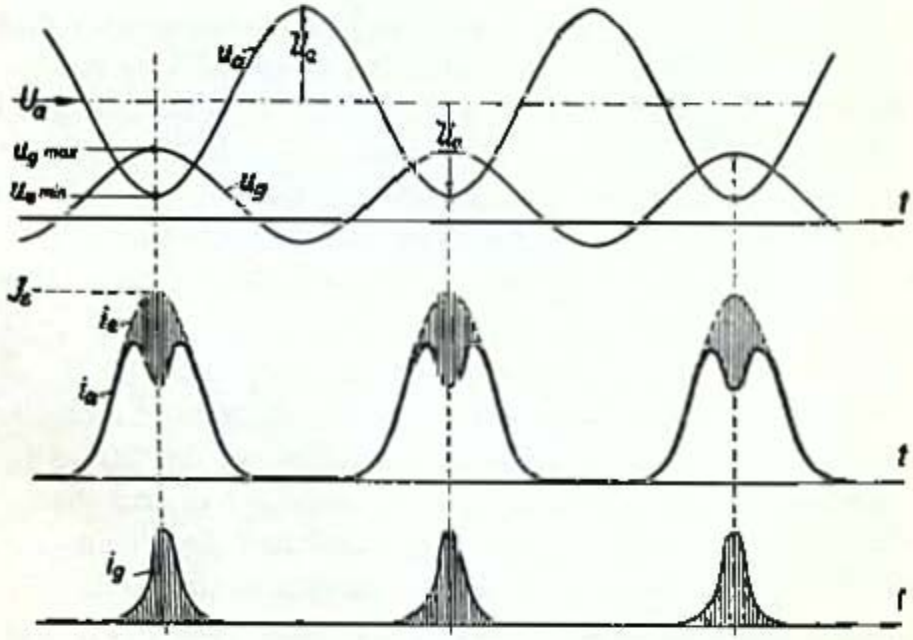

Bild 49. Beginn des überspannten Zustands. Die Anodenspannung $u_{a\,min}$ sinkt unter die Gitterspannung $u_{g\,max}$.

zum größten Teil durch das Gitter hindurch, werden dann aber von der negativen Anode wieder zurückgestoßen und fliegen zum Gitter zurück. Der ganze Emissionsstrom J_s geht dann zum Gitter. Auch vorher schon, sobald die Anodenspannung $u_{a\,min}$ unter die dann gerade im Maximum befindliche Gitterspannung $u_{g\,max}$ sinkt (vgl. Bild 49) wechselt der Emissionsstrom infolge der an der Anode entstehenden und zum stärker positiven Gitter hinübergezogen Sekundärelektronen zum größeren Teil von der Anode zum Gitter hinüber (vgl. Bd. I, Satz 58). Zu

diesen Zeiten wächst dann der Gitterstrom stark an, während der Anodenstrom von seiner ursprünglichen Größe entsprechend viel verliert. Dieser Verlust tritt gerade in dem Augenblick ein, wo der Anodenstrom möglichst groß sein sollte, wo er zum Integral (115) am meisten beiträgt, da dann $\cos\omega t \approx 1$ ist. Durch diesen Stromverlust wird daher besonders die in der verzerrten Stromkurve enthaltene Grundschwingung $\mathfrak{J}_{a_1}$ geschwächt. Daher erklärt sich die Abnahme der abgegebenen Wechselstromleistung, d. h. des Stromes $\mathfrak{J}_c$ im Schwingungskreise, zugleich aber auch das gleichzeitig eintretende Anwachsen des Gitterstromes. Da $u_{a\,min} = U_a - \mathfrak{U}_a$ ist, folgt:

Die Schwankungen der Anodenspannung, die Amplitude der Wechselspannung $\mathfrak{U}_a$ *wird zweckmäßig so groß gemacht wie die Betriebsgleichspannung* U_a *vermindert um die maximale Gitterspannung* $u_{g\,max}$. $(u_{g\,max} \geqq U_s)$.

(123) „*Grenzanoden-Wechselspannung*" $\mathfrak{U}_{gr} = U_a - u_{g\,max} \leqq U_a - U_s$

„*Anoden-Restspannung*" $U_r = U_a - \mathfrak{U}_{gr} \approx U_s$

„*Spannungsausnutzung*" $h = \mathfrak{U}_a/U_a \approx 1 - U_s/U_a$.

Mit U_s ist hierbei wie früher die Steuerspannung bezeichnet, die erforderlich ist, um dem Emissionsstrom die Größe J_s zu geben. Genau genommen ist $U_s = u_{g\,max} + D u_{a\,min}$. Da aber D bei Senderöhren sehr klein ist, 1 bis 2% und im Grenzfall $u_{a\,min} = u_{g\,max}$ ist, so ist praktisch auch $U_s = u_{g\,max}$. Eine genauere formelmäßige Fassung wäre sinnlos, weil ja die Spannung, bei der der Anodenstrom zum Gitter hinüberzuwechseln beginnt, gar nicht allgemein so genau festgelegt werden kann.

Man beachte, daß beim Kraftverstärker nach (89) in § 15 die maximale Spanungsausnutzung $h = 1 - \frac{U_s}{D U_a}$ war. Das ist besonders für kleinen Durchgriff D viel ungünstiger. Man mußte dort infolgedessen D groß wählen, besonders wenn U_a nicht groß gegen U_s war. Hier spielt der Durchgriff D dagegen gar keine Rolle, kann also beliebig klein gewählt werden. Dagegen muß auch hier U_a möglichst groß gegen U_s gemacht werden (vgl. § 23).

Man bezeichnet die oben geschilderten ungünstigen Betriebsverhältnisse, bei denen $\mathfrak{U}_a$ größer als $\mathfrak{U}_{gr}$ gemacht ist, zweckmäßig als *„überspannten Zustand"*, man arbeitet *„überspannt"*. Macht man umgekehrt $\mathfrak{U}_a$ kleiner als $\mathfrak{U}_{gr}$, so arbeitet man *„unterspannt"*, im *„unterspannten Zustand"*. — Bei gegebener Stromaussteuerung $\mathfrak{J}_{a_1}$ wird $\mathfrak{U}_a$ eindeutig durch den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ festgelegt. Es gibt daher einen bestimmten

(124) *„Grenzwiderstand"* $$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{\mathfrak{U}_{gr}}{\mathfrak{J}_{a_1}} \leqq \frac{U_a - U_s}{j J_a} \quad (j < 2),$$

für den die Wechselstromleistungsabgabe $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_{a_1}$ am größten wird. Man sieht hier deutlich, daß dieser „Grenzwiderstand" nichts mit dem vom Durchgriff D abhängigen inneren Widerstand R_i der Röhre zu tun hat, daß er vielmehr nur von den Betriebsverhältnissen, insbesondere von der Betriebsgleichspannung U_a und dem durch die Röhrenerwärmung bedingten Gleichstrom J_a abhängt. Verwendet man eine doppelt so hohe Betriebsspannung U_a, wobei man in Rücksicht auf die Erwärmung meist J_a halb so groß machen muß, so wird bei derselben Röhre $\mathfrak{R}_{gr}$ etwa viermal so groß.

Das Optimum $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ ist nach oben meist nicht so scharf begrenzt wie nach unten. Macht man $\mathfrak{R}_a$ kleiner als $\mathfrak{R}_{gr}$, so wird $\mathfrak{U}_a$ und damit $\mathfrak{R}_a$ um ebenso viel kleiner, da $\mathfrak{J}_{a_1}$ konstant bleibt. Macht man aber $\mathfrak{R}_a$ größer als $\mathfrak{R}_{gr}$, so wird zwar infolge des überspannten Zustandes $\mathfrak{J}_{a_1}$ etwas kleiner, aber es wird zunächst noch $\mathfrak{U}_a$ größer, so daß $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a$ sich nur wenig ändert. Wesentlich höher als U_a wächst aber $\mathfrak{U}_a$ niemals an; denn für $\mathfrak{U}_a > U_a$ sinkt der Strom die ganze Zeit, während der die Anodenspannung u_a unter die Nullinie sinkt, d. h. zu den Zeiten des eigentlichen Strommaximums völlig auf Null (vgl. Bild 50). Dadurch wird aber $\mathfrak{J}_{a_1}$ so stark verkleinert, daß $\mathfrak{R}_a$ schon sehr stark vergrößert werden muß, wenn $\mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_{a_1} = \mathfrak{U}_a$ merklich größer als U_a werden soll. Eine ganz kleine Vergrößerung von $\mathfrak{U}_a$ bewirkt eine sehr erhebliche Verkleinerung von $\mathfrak{J}_{a_1}$. Daher kommt es, daß bei noch weiterer Vergrößerung von $\mathfrak{R}_a$ nahezu $\mathfrak{U}_a$ kon-

stant gleich U_a bleibt. Es muß infolgedessen $\mathfrak{J}_{a_1} = U_a/\mathfrak{R}_a$ wie $1/\mathfrak{R}_a$ abnehmen und in gleichem Maße auch $\mathfrak{R}_a$. — Es kommt hier mehr auf eine Erklärung der eigentümlichen Erscheinungen des überspannten Zustandes, als auf eine genaue Berechnung von $\mathfrak{R}_{gr}$ an, da man praktisch das günstigste $\mathfrak{R}_a$ meist viel einfacher und sicherer durch Probieren als durch Rechnung findet.

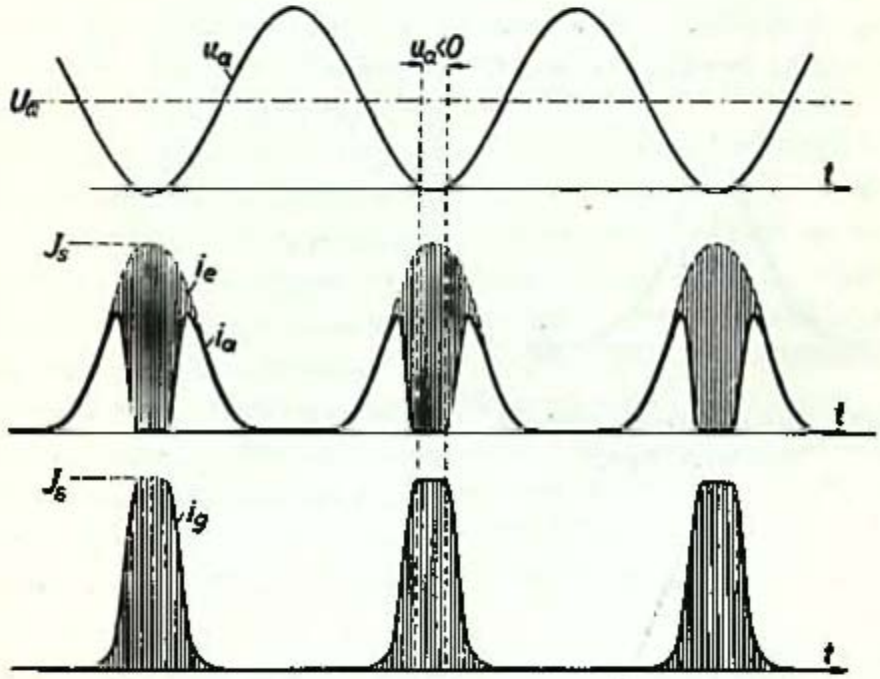

Bild 50. Stark überspannter Zustand. Die Anodenspannung sinkt unter null.

Die eigentümliche Einsattelung im Maximum der Anodenstromkurve, die bei sehr großem $\mathfrak{R}_a$ bis auf Null heruntergeht, ist auch experimentell nachgewiesen worden. — Ist der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ nicht phasenrein, so sind U_a und $\mathfrak{J}_{a_1}$ gegeneinander in der Phase verschoben. Bei induktivem $\mathfrak{R}_a$ tritt dann das Minimum von u_a etwas später ein als das Maximum von i_a. Dementsprechend verspätet sich die Einsattelung in der i_a-Kurve. Man erhält eine Stromkurve, bei der die erste Zacke größer ist als die zweite (Bild 51). Bei kapazitivem $\mathfrak{R}_a$ ist es gerade umgekehrt (Bild 52).

Ist der innere Widerstand der Schaltelemente, die dem Gitter die sinusförmig angenommene Wechselspannung u_g zuführen, nicht sehr klein, so kann im überspannten Zustand durch den plötzlich einsetzenden starken Gitterstrom ein erheblicher Spannungsabfall eintreten, und zwar gerade zu den Zeiten, wo die Gitterspannung groß sein sollte. Dadurch daß $u_{g\,max}$ kleiner wird, wird der Zustand etwas weniger überspannt, als man sonst erwarten würde. — Bei großem induktiven Widerstand treten plötzliche Sprünge in der Gitterspannung auf, die die Eigenschwingungen der Gitterspule anregen und auch sonst den Leistungsumsatz erheblich stören können (vgl. Teil C § 39).

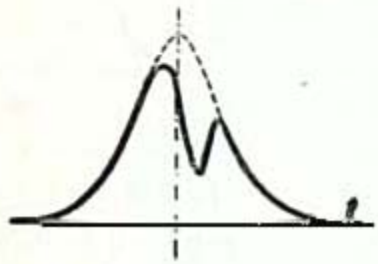

Bild 51. Überspannter Zustand. Induktive Last.

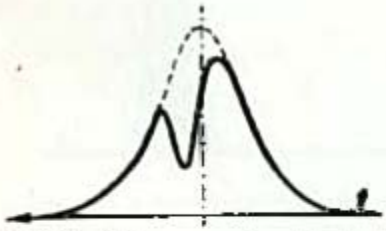

Bild 52. Überspannter Zustand. Kapazitive Last.

Bei Eingitterröhren, bei denen das Gitter wie beim Vor- und Kraftverstärker durch eine hinreichend große negative Vorspannung dauernd negativ gehalten wird, kann ein überspannter Zustand niemals eintreten. Das Maximum des Stromes J_s erfordert ja immer eine bestimmte positive Steuerspannung U_s, die bei negativem Gitter allein von der Anodenspannung aufgebracht werden muß. Es mußte also dort der Durchgriff D der Röhre so groß sein, das $Du_{a\,min} \geqq U_s$ wird, d. h. $u_{a\,min} = U_a - U_s$ konnte nie negativ werden. Der überspannte Zustand kommt ja dadurch zustande, daß der Emissionsstrom zwar voll ausgesteuert wird, aber infolge zu geringer Anodenspannung nicht zur Anode, sondern zum Gitter geht. Das ist bei dauernd negativem Gitter niemals möglich, weil dann ja der Gitterstrom stets Null bleibt.

Bei Doppelgitterröhren kann dagegen sehr wohl ein überspannter Zustand eintreten, auch wenn das Steuergitter dauernd negativ bleibt. Denn hier kommt ja die positive Steuerwirkung

des Raumlade- oder Schirmgitters hinzu, so daß sich auch bei negativem Steuergitter und negativer Anode eine positive Steuerspannung ergeben kann. Auch hier tritt dann das für den überspannten Zustand charakteristische Umwechseln des Stromes von der Anode, zwar nicht zu dem negativen Steuergitter, aber zu dem positiven Raumlade- oder Schirmgitter ein (vgl. § 15).

Wie früher angegeben, kann man das im wesentlichen durch Sekundärelektronen verursachte Umwechseln des Stromes verhindern durch ein weiteres, vor der Anode liegendes Bremsgitter, das am einfachsten mit der Kathode verbunden ist, also die Spannung Null hat. Das führte von den Doppelgitterröhren zu den Dreigitterröhren, den „Penthoden". In ähnlicher Weise könnte man hier in die Eingitterröhren ein Bremsgitter einfügen und könnte dann die Anodenspannung nicht nur bis U_{a_1} sondern fast bis auf Null absinken lassen, ohne ein erhebliches Umwechseln des Stromes von der Anode zum Gitter befürchten zu müssen. Eine derartige konstruktiv wesentlich umständlichere Röhre hat aber nur dann einen Sinn, wenn man die Betriebsspannung U_a aus irgend einem Grunde nicht viel über U_{a_1} erhöhen kann. Man könnte auf diese Weise z. B. die in § 23 Tafel VII angegebene Mindestbetriebsspannung herabsetzen.

§ 22. Beispiele für den Leistungsumsatz.

Wie der Leistungsumsatz zwischen Gleichstrom und Wechselstrom zustande kommt, wie er sich mit höherer Stromaussteuerung (hervorgerufen durch höhere Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$) und mit höherer Spannungsausnutzung (hervorgerufen durch höheren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ des Anodenkreises) ändert, erkennt man am besten an Hand von einigen Beispielen. Um das Wesentliche klarer hervortreten zu lassen und den Vorgang auch rechnerisch leichter verfolgen zu können, ist ein **geradliniger Verlauf der Kennlinie** angenommen, ferner eine sinusförmige Gitterwechselspannung und ein schwach gedämpfter Schwingungskreis als Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$, so daß auch bei verzerrter Stromkurve die Anodenwechselspannung sinusförmig bleibt.

Bild 53. Die positive Steuergleichspannung U_{st} ($\approx$ Gittervorspannung) bestimmt den Arbeitspunkt A und den Anodengleichstrom J_a. Die Gitterwechselspannung und damit die Steuer-

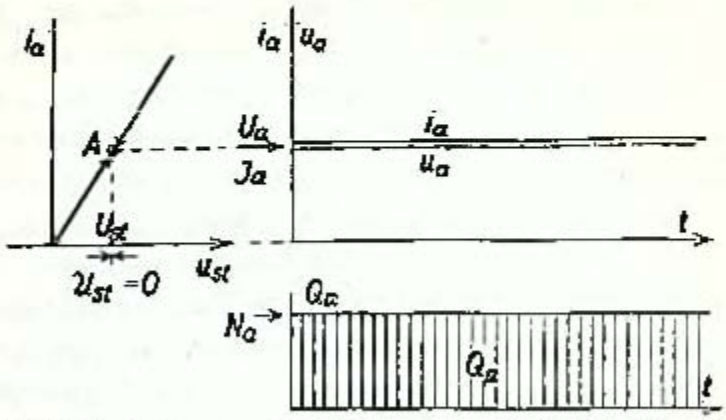

Bild 53. Strom und Spannung gar nicht ausgesteuert.

wechselspannung sind Null. Es treten daher keine Strom- und Spannungsschwankungen auf. Die ganze Gleichstromleistung $N_a = U_a J_a$ wird in Wärme Q_a umgesetzt,

Bild 54. U_{st} und J_a wie in Bild 53. Gitterwechselspannung so groß, daß Steuerwechselspannung $\mathfrak{U}_{st} = \frac{1}{2} U_{st}$. $j = \frac{1}{2}$, Ano-

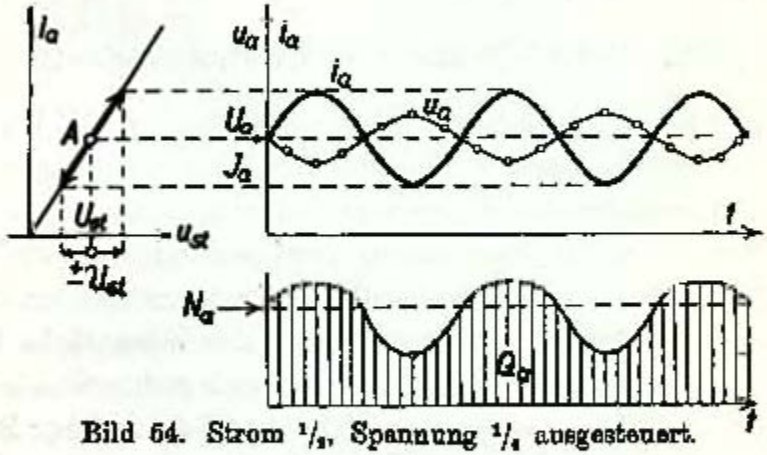

Bild 54. Strom $^1/_2$, Spannung $^1/_2$ ausgesteuert.

denstrom zur Hälfte ausgesteuert, d. h. es überlagert sich dem Gleichstrom J_a ein Wechselstrom von der Amplitude $\mathfrak{J}_a = \pm\frac{1}{2} J_a$.

Strom schwankt zwischen den Grenzen $\frac{1}{2}J_a$ und $\frac{3}{2}J_a$. Im Anodenkreis liege ein phasenreiner, wirksamer Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_a$ von solcher Größe, daß der Strom $\mathfrak{J}_a = \frac{1}{2}J_a$ einen Wechselspannungsabfall $-\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a\mathfrak{J}_a = \frac{1}{4}U_a$ erzeugt. Zu den Zeiten maximalen Stromes $i_a = J_a + \mathfrak{J}_a$ sinkt die Spannung auf $u_a = U_a - \mathfrak{U}_a = \frac{3}{4}U_a$ bei minimalem Strom steigt sie auf $\frac{5}{4}U_a$. Das Produkt $Q_a = u_a i_a$ (die schraffierte Fläche) ist im ersteren Zeitpunkt gleich $\frac{9}{8}U_aJ_a$, im letzteren gleich $\frac{5}{8}U_aJ_a$. Im Mittel ist $Q_a = \frac{15}{16}U_aJ_a$, also um $\frac{1}{16}$ kleiner als die zugeführte Gleichstromleistung N_a. Diese Differenz ist gleich der an $\mathfrak{R}_a$ abgegebenen Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a\mathfrak{J}_a$, wie man durch Einsetzen von $\mathfrak{U}_a = \frac{1}{4}U_a$ und $\mathfrak{J}_a = \frac{1}{2}J_a$ leicht bestätigt. Der geringe Wirkungsgrad $\eta = \frac{1}{16} \doteq 6{,}25\,\%$ rührt einerseits von einer zu geringen Stromaussteuerung $\left(j = \mathfrak{J}_a/J_a = \frac{1}{2}\right)$, anderseits von einer zu geringen Spannungsausnutzung $\left(h = \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = \frac{1}{4}\right)$ her. $\frac{3}{4}$ der Anodengleichspannung U_a werden gar nicht ausgenutzt. Man könnte U_a und damit die Gleichstromleistung N_a nahezu viermal kleiner machen, ohne daß sich an den Wechselstromgrößen $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{N}_a$ etwas wesentliches ändern würde. Dagegen würden dann die Elektronen mit geringerer Geschwindigkeit auf die Anode treffen, deren Erwärmung Q_a wäre erheblich geringer.

Bild 55. Es bleibe alles wie in Bild 54, nur werde die zugeführte Gitterwechselspannung verdoppelt, d. h. es sei $\mathfrak{U}_{gt} = U_{gt}$. Anodenstrom voll ausgesteuert, $j = 1$; Strom schwankt zwischen 0 und $2\,J_a$; Wechselstromamplitude doppelt so groß wie in Bild 54. $\mathfrak{J}_a = J_a$. Daher auch Spannungsschwankungen doppelt so groß.

Trotzdem erst halbe Spannungsausnutzung $\mathfrak{U}_a = \frac{1}{2} U_a$, $h = \frac{1}{2}$ wegen zu kleinem $\mathfrak{R}_a$. $Q_a = u_a i_a$ geht zu den Zeiten, wo $i_a = 0$ ist, auch auf Null herunter und ist im Mittel gleich $\frac{3}{4} N_a$. Die Diffe-

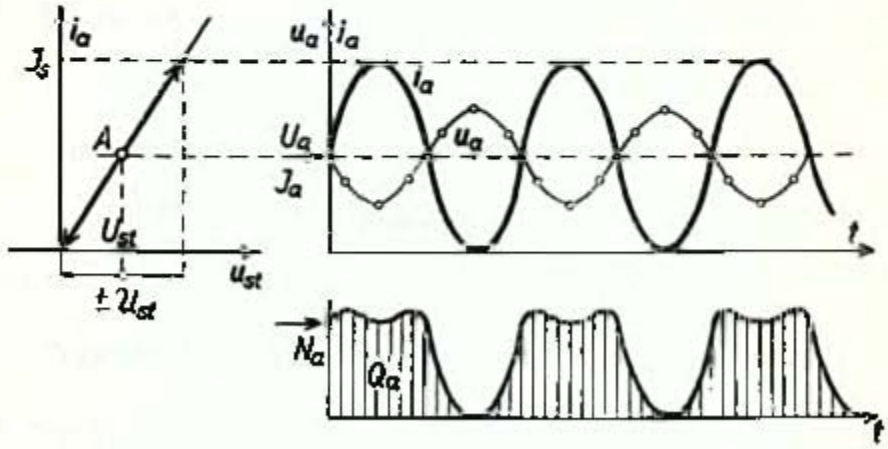

Bild 55. Strom ganz, Spannung $^1/_2$ ausgesteuert.

renz $N_a - Q_a = \frac{1}{4} N_a$ ist gleich der abgegebenen Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a = \frac{1}{4} U_a J_a$. Diese ist jetzt viermal so groß wie bei Bild 54, weil sich durch Verdoppelung der Gitterwechselspannung sowohl $\mathfrak{J}_a$ als auch $\mathfrak{U}_a$ verdoppelt haben. Der Wirkungsgrad ist $\eta = \frac{\mathfrak{N}_a}{N_a} = \frac{1}{2} jh = \frac{1}{4} = 25\,\%$, d. h. es wird nur $\frac{1}{4}$ der Gleichstromleistung N_a in Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ umgesetzt, $^3/_4$ gehen als Erwärmung der Anode in der Röhre verloren.

Bild 56. Es bleibe alles, wie in Bild 55, nur werde der wirksame Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ verdoppelt (und die Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ um die größere Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ vergrößert, so daß wieder gleiches $\mathfrak{U}_{st}$). Strom i_a dadurch nicht geändert, dagegen Spannungsschwankungen doppelt so groß. $\mathfrak{U}_a = U_a$[1]).

[1]) Es sei hier und im folgenden angenommen: u_{gmax} sei so klein gegen U_a, daß $\mathfrak{U}_{gr} = U_a$ gesetzt werden kann, ohne daß der überspannte Zustand eintritt. Ist $\mathfrak{U}_{gr}$ nur gleich $0{,}9\,U_a$, so verringern sich $\mathfrak{N}_a$ und η überall um 10%.

Auch die Röhrenspannung u_a sinkt zeitweise bis auf Null herunter. Die Betriebsspannung wird „voll ausgenutzt" $h = 1$. Die Wärmeentwicklung $Q_a = u_a i_a$ wird jetzt zweimal Null, einmal dort, wo $i_a = 0$ ist und dann dort, wo $u_a = 0$ ist. Sie ist aber im Mittel immer noch gleich $\frac{1}{2} N_a$. Die erzeugte Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a = \frac{1}{2} U_a J_a = \frac{1}{2} N_a$ ist ebenso groß. Die Gleichstromleistung wird zur Hälfte in Wechselstromleistung umgewandelt, die andere Hälfte geht als Anodenerwärmung in der Röhre verloren. Daraus folgt:

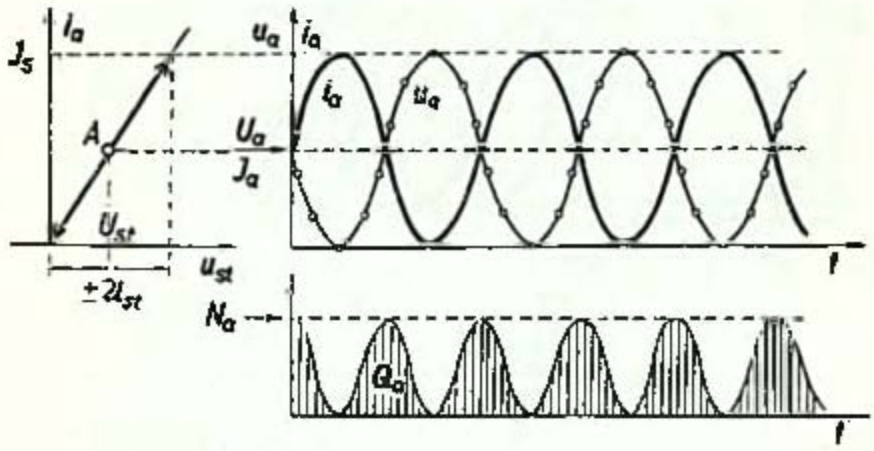

Bild 56. Strom und Spannung voll ausgesteuert.

Bei völlig sinusförmigem Verlauf von Röhrenstrom und 125) *-Spannung ist theoretisch der größtmögliche Wirkungsgrad*

$$\eta = \frac{1}{2} = 50\,\%.$$

Praktisch erreicht man noch weniger, weil die Anodenspannung zur Vermeidung des überspannten Zustandes nicht bis Null, sondern nur bis $u_{g\,max}$ absinken darf. Außerdem ist vorausgesetzt, daß der Anodenkreis für den Gleichstrom widerstandslos ist, für den Wechselstrom aber phasenrein und genau auf den Grenzwiderstand einreguliert ist.

Bei einer entsprechend dem Raumladungsgesetz $i_a = K u_{st}^{1,5}$ gekrümmten Kennlinie an Stelle der geradlinigen Kennlinie

würde gemäß Bild 40 in § 16 $J_a = 1{,}19\,J_{a_0}$; $\mathfrak{J}_{a_1} = 1{,}45\,J_{a_0} = 1{,}22\,J_a$. Der Gleichstrom J_a und damit auch die Gleichstromleistung N_a erhöhen sich beim Einschalten der Gitterwechselspannung um 19 %. Die Grundschwingungsamplitude J_{a_1} und damit die Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ erhöhen sich aber gegenüber der geradlinigen Kennlinie noch mehr, nämlich um 45%. Daher wird jetzt der Wirkungsgrad um das $\frac{1{,}45}{1{,}19} = 1{,}22$fache größer, also $\eta = 61\%$. Die Stromkurve ist hier aber nicht mehr sinusförmig, hat nach oben eine höhere Spitze, was auf den Wirkungsgrad

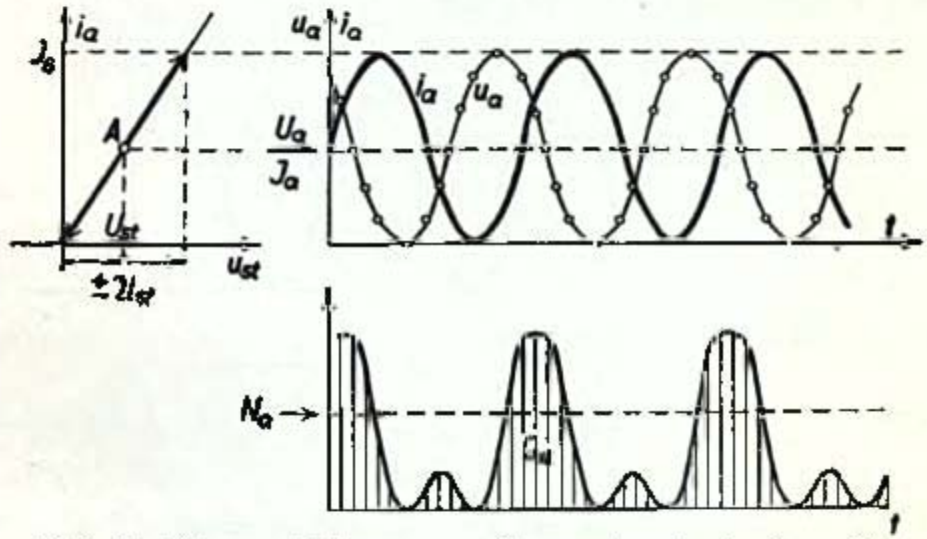

Bild 57. Strom und Spannung voll ausgesteuert, aber kapazitive Belastung.

günstig wirkt. Die Abweichungen von der Sinusform sind das, was in § 9 unter dem Begriff des Verzerrungsfaktors k behandelt wurde. Eine quadratische Kennlinie $i_a = K\,u_{st}^2$ würde nach oben eine noch höhere Stromspitze ergeben. Nach Bild 41 in § 16 würde dann $\mathfrak{J}_{a_1} = 1{,}33\,J_a$, also $\eta = 66{,}5\%$.

Bild 57. Es bleibe alles wie bei Bild 56. Nur soll jetzt $\mathfrak{R}_a$ eine kapazitive Phasenverschiebung φ von 45° haben. Strom und Spannung haben dann die gleichen Amplituden wie in Bild 56. Nur ist die Spannungskurve um eine achtel Periode nach rechts verschoben. Der Strom eilt der Spannung etwas voraus. Die abgegebene Wechselstromleistung wird dann be-

kanntlich $\mathfrak{N} = \frac{U_a \mathfrak{J}_a}{2} \cos\varphi$, d. h. um den Faktor $\cos\varphi = 0{,}7$ kleiner. Dementsprechend muß dann die Erwärmung der Anode größer werden. Q_a steigt maximal auf $1{,}9\,N_a$ an und ist im Mittel gleich $0{,}65\,N_a$. Es ist $\mathfrak{N}_a = 0{,}35\,N_a$, also $\eta = 35\%$.

Bild 58. Es ist die Steuergleichspannung $U_{st} = 0$. Der Ruhepunkt A liegt ganz am unteren Knick der Kennlinie. Der Ruhestrom J_{a_0} ist Null. Ein Strom fließt erst bei Einschalten der Gitterwechselspannung. Er besteht aus sinusförmigen Halbwellen, die von Pausen unterbrochen sind. Der höchste Stromwert sei mit J_s bezeichnet. Dann ist nach Bild 44 in § 16: $J_a = \frac{1}{\pi} \cdot J_s = 0{,}318\,J_s$; $\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{1}{2} J_s = \frac{\pi}{2} J_a = 1{,}57\,J_a$.

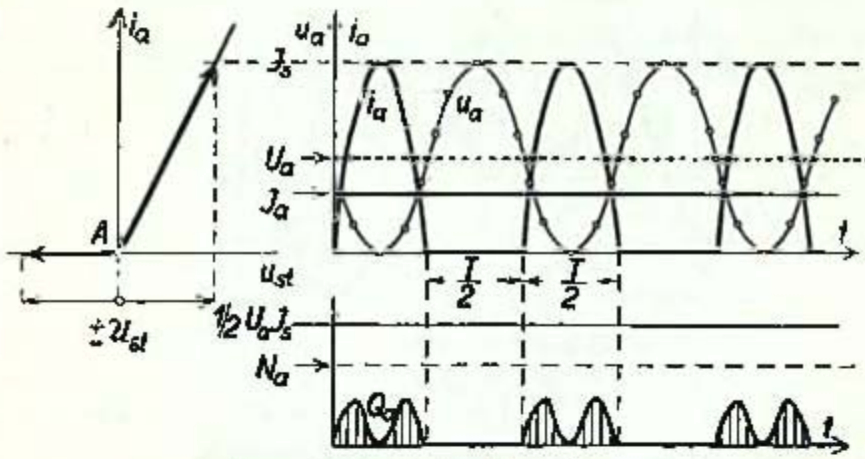

Bild 58. Ruhepunkt A im Nullpunkt.

Es sei wieder der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ so groß, daß $U_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_{a_1} = U_a$ wird, die Anodenspannung bis auf Null heruntersinkt. Dann ist $N_a = 0{,}318\,U_a J_s$, $\mathfrak{N}_a = 0{,}250\,U_a J_s = 0{,}785\,N_a$, also $\eta = 78{,}5\%$ und $Q_a = N_a - \mathfrak{N}_a = 0{,}068\,U_a J_s = 0{,}215\,N_a$. Diese geringen Anodenverluste kommen daher, daß der Strom und damit auch die Verluste während der einen Halbperiode völlig Null sind, während der anderen Halbperiode aber erst dann größere Beträge annehmen, wenn die Spannung schon fast auf Null heruntergesunken ist. Die Q_a-Kurve erreicht maximal nur den Betrag von $1/4\,U_a J_s = \pi/4\,N_a$ und geht in der Mitte dieser Halbperiode auch wieder auf Null herunter.

Bei einer Raumladungskennlinie würde gemäß Bild 45 in § 16, $\mathfrak{J}_{a_1} = 1{,}65\,J_a$, daher $\eta = 82{,}5\%$, bei einer quadratischen Kennlinie gemäß Bild 46 $\mathfrak{J}_{a_1} = 1{,}70\,J_a$ und $\eta = 85\%$ werden. — Kann die Anodenspannung wegen Eintritt des überspannten Zustandes für $\mathfrak{U}_a > U_a - U_s$ nur zu 90% ausgenutzt werden, d. h. ist $U_a = 10\,U_s$ und $\mathfrak{U}_a = 0{,}9\,U_a$, so werden alle Wirkungsgrade um 10% ihres Wertes kleiner.

Bild 59. Durch eine negative Gittervorspannung U_g ist der Ruhepunkt A ins Negative verschoben, so daß der Strom erst zu fließen anfängt, wenn die Gitterwechselspannung weiter ins Positive hinüberschwingt. Die beiden Gitterspannungen seien so eingestellt, daß $\mathfrak{U}_{st} = 2\,U_{st}$ wird, d. h. ebenso wie in Bild 47

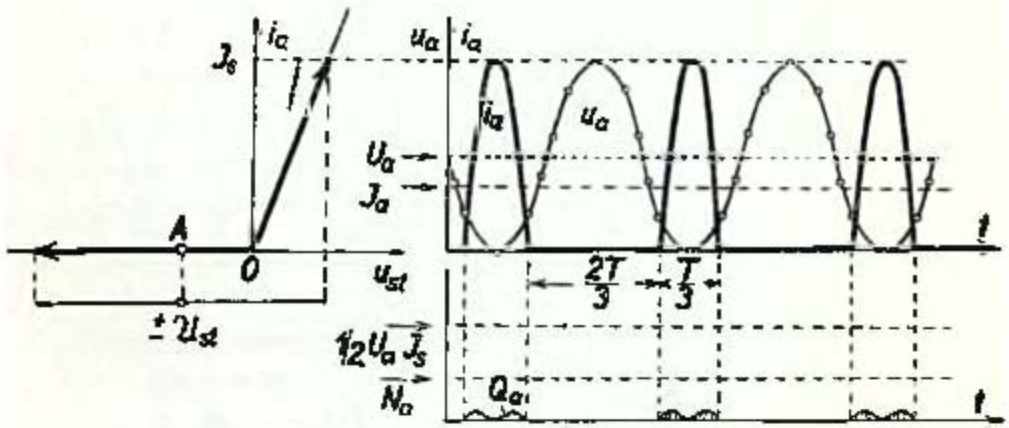

Bild 59. Ruhepunkt A im Negativen.

in § 16. Es wird wie dort $J_a = 0{,}218\,J_s$; $\mathfrak{J}_{a_1} = 0{,}391\,J_s = 1{,}794\,J_a$. Bei voller Ausnutzung der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a = U_a$ ergibt sich dann: $N_a = 0{,}218\,U_a J_s$; $\mathfrak{N}_a = 0{,}195\,U_a J_s = 0{,}897\,N_a$; $\eta = 89{,}7\%$. Die Anodenverluste sind im Mittel $Q_a = 0{,}023\,U_a J_s = 0{,}103\,N_a$. Q_a ist während zwei Drittel der Periode ganz Null und erhebt sich während des letzten Drittels maximal nur bis $1/8\,U_a J_s = 0{,}57\,N_a$.

Auch hier wird bei der tatsächlich vorhandenen gekrümmten Raumladungskennlinie $j = \frac{\mathfrak{J}_{a_1}}{J_a}$ und der davon abhängige Wirkungsgrad noch größer, dagegen der Leistungsumsatz N_a und $\mathfrak{N}_a$ bei gegebenem J_s kleiner. Wird die Anodenspannung

nicht wie angenommen zu 100%, sondern nur zu p% ausgenutzt, so werden $\mathfrak{N}_a$ und η wieder um p% ihres Wertes kleiner.

Man erkennt leicht, wie man durch noch größere negative Gittervorspannung und entsprechend größere Gitterwechselspannung die Stromimpulse auf noch kürzere Zeiten zusammendrängen könnte. Dadurch würde der Wirkungsgrad noch etwas größer, der Leistungsumsatz bei gegebenem J_s aber erheblich kleiner. Um ihn wieder auf den früheren Betrag zu bringen, müßte man J_s erheblich vergrößern, also Röhren mit erheblich größerer Heizleistung verwenden. Außerdem würde dann U_s größer. Das bedeutet, daß man einerseits eine größere Gitterwechselspannung, also eine erhöhte Gitterleistung zum Aussteuern brauchte, anderseits die Anodenspannung weniger ausnutzen könnte, da sie ja nur bis U_s absinken darf. Für den Grenzfall $u_{a\,min} = U_a - \mathfrak{U}_a = U_s$ erhält man für den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\mathfrak{N}_a}{N_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mathfrak{J}_{a_1}}{J_a} \cdot \frac{\mathfrak{U}_a}{U_a} = \frac{j}{2} \left(1 - \frac{U_s}{U_a}\right). \tag{126}$$

Er wird, wie es sein muß, gleich 1, gleich 100%, wenn j durch ganz kurzzeitige Stromimpulse gleich 2 gemacht wird und U_s gegen U_a zu vernachlässigen ist. Praktisch geht man selten über $j = 1{,}80$ (Kurvenform von Bild 59), wodurch η um 10% sinkt. Ferner ist meist $U_a = 10\,U_s$, wodurch man nochmals 10% einbüßt, so daß man im ganzen einen Wirkungsgrad $\eta = 0{,}9 \cdot 0{,}9 = 0{,}81 = 81\%$ erhält.

Eine Steigerung des Wirkungsgrades über 80% hat praktisch meist keine große Bedeutung mehr. Die kleine, damit verbundene Ersparnis an Stromkosten fällt gegenüber den sonstigen hohen Betriebskosten eines Senders kaum ins Gewicht. Viel wichtiger wäre die geringere Anodenerwärmung. Bei einer Steigerung des Wirkungsgrades von 80% auf 90% würde diese auf die Hälfte heruntergehen, so daß man entweder die Senderleistung verdoppeln oder die gleiche Leistung mit einer entsprechend kleineren Röhrentype herstellen könnte. Praktisch wird man aber auch dann aus Sicherheitsgründen die größere Röhrentype beibehalten, die 20% der Gleichstromleistung als Anodenverlust aushalten kann, weil man damit rechnen muß, daß bei

Schaltungsmaßnahmen oder Störungen gelegentlich der optimale Wirkungsgrad nicht ganz zustande kommt. Sinkt z. B. die steuernde Gitterwechselspannung, so geht zwar beim Ruhepunkt im Nullpunkt mit dem Wechselstrom $\mathfrak{J}_a$ auch der Gleichstrom J_a zurück, das Verhältnis $j = \mathfrak{J}_a/J_a$ bleibt etwa das gleiche, beim Ruhepunkt im Negativen wird es sogar etwas größer. Aber da der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ unverändert bleibt, sinkt die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$ auch entsprechend herab. Geht die Stromaussteuerung auf die Hälfte zurück, so arbeitet man 50 % unterspannt und erhält einen Wirkungsgrad $\eta \leqq 50\,\%$. Obwohl die Gleichstromleistung auf die Hälfte herabgesunken ist, beobachtet man dann eine stärkere Erwärmung der Röhre, ein helleres Aufglühen der Anode! Denn von der halben Gleichstromleistung wird über die Hälfte, also über 25 % der ursprünglichen Gleichstromleistung in Wärme umgesetzt. Das ist mehr als früher, wenn vorher der Wirkungsgrad größer als $2/3 = 67\,\%$ war. Ist j unabhängig von der Aussteuerung, so wird die Erwärmung der Anode am größten für die Aussteuerung, bei der $h = 1/j$ wird, also z. B. bei $j = 1{,}6$ für $h = 62\,\%$, $\mathfrak{U}_a = 0{,}62\ U_a$. (vgl. § 16, Seite 104). Daß man zur Verringerung der Verzerrungen am besten die Gegentaktschaltung anwendet, wurde schon am Schluß von § 20 erwähnt.

§ 23. Vorteile hoher Betriebsspannung.

Man kann einen bestimmten Leistungsumsatz entweder mit großem Strom und kleiner Spannung oder mit großer Spannung und kleinem Strom herstellen. Das letztere ist beim Röhrensender stets anzustreben. Denn großer Strom erfordert große Heizleistung und große Steuerspannungen, d. h. große Gitterleistung, kleine Verstärkung. Die hohe Gitterspannung bedingt außerdem eine geringere Ausnutzungsmöglichkeit der Anodenspannung. Hohe Spannungen sind aber praktisch weniger betriebssicher und daher unerwünscht. Man erhält einen guten Durchschnittswert, wenn man $U_a = 10\,U_{\sim}$, d. h. eine Ausnutzungsmöglichkeit der Anodenspannung $h = 90\,\%$ vorschreibt. Setzt man dies schematisch fest, so ergibt sich zwangläufig für jede

Wechselstromleistung eine gewisse Betriebsspannung und eine gewisse Heizleistung der Röhre, ein Zusammenhang, der in Tafel VII zusammengestellt ist.

Bei der Berechnung dieser Tafel fängt man am besten von hinten an und geht von einer bestimmten Heizleistung N_h aus. Aus dieser folgt dann der Sättigungsstrom $J_s = H N_h$, aus diesem und aus der Raumladungskennlinie $J_s = K U_s^{1,5}$ die zugehörige Sättigungsspannung U_s. Aus der vorgeschriebenen Bedingung $U_a = 10\,U_s$ folgt dann weiter die Betriebsgleichspannung U_a und die Amplitude der Wechselspannung $\mathfrak{U}_a = U_a - U_s = 0{,}9\,U_a$. Man muß dann noch eine bestimmte Stromkurvenform j zugrunde legen, um aus J_s die Amplitude $\mathfrak{J}_{a_1} = \frac{j}{1+j} J_s$ berechnen zu können. Dann ergibt sich die Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_{a_1}$ und der Grenzwiderstand $\mathfrak{R}_{gr} = \mathfrak{U}_a / \mathfrak{J}_{a_1}$.

Tafel VII.

Zusammenhang zwischen Heizleistung N_h, Betriebsspannung U_a und Leistungsabgabe $\mathfrak{N}_a$ bei guter (90 %) Spannungsausnutzung.

$H = J_s/N_h = 6{,}4 \cdot 10^{-3}$ A/Watt; $J_s = K U_s^{1,5}$; $K = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$.

$U_a = 10\,U_s$; $\mathfrak{U}_a = 0{,}9\,U_a$; $\mathfrak{J}_{a_1} = 0{,}55\,J_s$.

$\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_{a_1} = \frac{1}{4} U_a J_s$; $\mathfrak{R}_{gr} = \mathfrak{U}_a / \mathfrak{J}_a = 1{,}8\,U_a/J_s$.

$J_a = 0{,}4\,J_s$; $N_a = 1{,}6\,\mathfrak{N}_a$; $\eta = 63\,\%$.

Lfd. Nr.	Röhrendaten			Betriebsgrößen		
	N_h in Watt	J_s in mA	U_s in Volt	U_a in Volt	$\mathfrak{N}_a$ in Watt	$\mathfrak{R}_{gr}$ in Ohm
1	1	6,4	6,4	64	0,1	18000
2	4	25	16	160	1	11000
3	16	100	40	400	10	7200
4	64	400	100	1000	100	4500
5	250	1600	250	2500	1000	2900
6	1000	6400	640	6400	10000	1800
7	4000	25000	1600	16000	100000	1100
8	16000	100000	4000	40000	1000000	720

Für das Heizmaß H und die Raumladungskonstante K müssen bestimmte Erfahrungswerte eingesetzt werden, deren Zusammenhang mit den Konstruktionsdaten der Röhre in Bd. I besprochen wurde. Die Werte sind in Tafel VII so gewählt, daß überall (außer für $\mathfrak{N}_{zr}$) Potenzen von 2 als Zahlwerte herauskommen, wobei $2^7 = 128$ gleich 125 und somit $2^{10} = 1024$ gleich 1000 gesetzt ist. Das läßt den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Größen übersichtlicher hervortreten. Trotz dieser schematischen Berechnung geben die Zahlwerte die praktischen Verhältnisse gut wieder. Ein Heizmaß $H = 6{,}4$ mA/Watt entspricht dem für dickere Wolframdrähte gebräuchlichen. Für die kleineren Leistungen, etwa die Röhren Nr. 1—4 mit Betriebsspannung bis 1000 Volt, wird man meist Heizfäden mit Bariumüberzug nehmen, für die etwa $H = 25$ mA/Watt gesetzt werden kann. Dadurch ändert sich weiter nichts, als daß N_h viermal kleiner wird, die N_h-Spalte um eine Zeile nach oben zu schieben ist. — Die Raumladungskonstante $K = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ entspricht denen der neueren Verstärkerröhren (vgl. Bd. I, § 13). Sie kann auch als Durchschnitt für gute Senderröhren dienen. Etwas aus der Reihe fallen die großen, indirekt geheizten 150 kW-Röhren, die infolge des großen Kathodendurchmessers und eines sehr dicht darumliegenden Gitters eine erheblich geringere Sättigungsspannung besitzen. Sie haben bei einer Heizleistung $N_h = 16$ kW einen Sättigungsstrom $J_s = 80$ A, aber nur eine Sättigungsspannung $U_s = 1000$ Volt. Daher verwendet man bei ihnen auch nur eine Betriebsspannung $U_a = 12000$ Volt.

Es ist weiter angenommen: $\mathfrak{J}_{a_1}/J_s = 0{,}55$ und $J_a/J_s = 0{,}40$ also $j = \dfrac{0{,}55}{0{,}40} = 1{,}38$ und $J_a + \mathfrak{J}_a = 0{,}95\, J_s$. Das entspricht einer Stromkurve ähnlich Bild 41, die infolge der Sättigung oben etwas flacher, in Annäherung an Bild 42 verläuft. Der daraus folgende Wert $\mathfrak{N}_a = \dfrac{1}{4} U_a J_s$ stellt etwa das Maximum dar, das man bei kleineren Leistungen auch wohl herstellt. Bei größeren Leistungen wird man, um einen höheren Wirkungsgrad zu erreichen, eine aus kürzeren Impulsen bestehende Stromkurve,

ungefähr gemäß Bild 47 herstellen, so daß etwa $\mathfrak{J}_{a_1} = 0{,}37\ J_s$ und $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{6} U_a J_s$ wird. In Tafel VII sind dann die Werte für $\mathfrak{N}_a$ mit $^2/_3$, für $\mathfrak{N}_{gr}$ mit $^3/_2$ zu multiplizieren. Mit $j = \mathfrak{J}_{a_1}/J_s = 1{,}8$ erhält man dann einen Wirkungsgrad $\eta = 81\,\%$ statt $63\,\%$.

Für manche Zwecke, besonders für tragbare Geräte wünscht man die Anodenspannung so klein wie möglich zu halten. Es ist daher wichtig zu wissen, daß es für jede Leistung eine bestimmte Mindestspannung U_a gibt, unter der man die betreffende Leistung überhaupt nicht mehr herstellen kann, oder umgekehrt, daß man mit einer gegebenen Spannung U_a nur eine bestimmte Höchstleistung $\mathfrak{N}_a$ erzeugen kann. Denn bei gegebener Spannung U_a kann man die Leistung nur steigern durch Erhöhen des Stromes J_s. Dadurch wächst aber auch U_s und damit der nicht ausnutzbare Teil von U_a, der schließlich die Leistung mehr verkleinert, als sie durch die Steigerung von J_s vergrößert wird. Unter der Annahme einer Raumladungskennlinie mit beliebiger Konstante K ergibt sich:

$$(127)\quad \mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_{a_1} = c\ (U_a - U_s)\ J_s = c'\ (U_a - U_s)\ U_s^{1,5}$$

$\mathfrak{N}_a$ wird bei gegebenem U_a ein Maximum für

$$(128)\qquad U_s = \frac{3}{5} U_a, \qquad \text{also}$$

$$U_s = \frac{5}{3} U_s;\quad \mathfrak{U}_a = U_a - U_s = \frac{2}{5} U_a;\quad h = 40\,\%\ ^1).$$

Die kleinstmögliche Betriebsspannung U_a ist also 6 mal kleiner als der Annahme $U_a = 10\,U_s$ entspricht. Wegen $\mathfrak{U}_a = 0{,}4\ U_a$ statt $0{,}9\ U_a$ wird die abzugebende Wechselstromleistung noch weiter verkleinert. Setzt man jetzt zur Abrundung $\mathfrak{J}_{a_1} = 0{,}50\ J_s$, so wird

$$(129)\qquad \mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} \mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_{a_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{5} \cdot \frac{1}{2}\ U_a J_s = \frac{1}{10} U_a J_s.$$

---

[1]) Das ist dieselbe Spannungsausnutzung, die auch beim Kraftverstärker zur größten Leistung führte. Vgl. § 13 (85). Dort war aber $\mathfrak{U}_a = U_a - U_s/D$; während hier der Durchgriff D ganz gleichgültig ist.

In Tafel VIII ist der Zusammenhang zwischen Leistung und Mindestspannung nach diesen Formeln berechnet. Links entsprechen die Röhrendaten N_h, J_s und U_s genau denen von Tafel VII. Rechts sollte U_a 6 mal, $\mathfrak{N}_a$ 15 mal kleiner werden. Die letzteren Werte sind in der Tafel VIII um 7% verkleinert, also 6,4 und 16 mal kleiner angegeben, um gleiche übersichtliche Zahlwerte wie in Tafel VII zu erhalten. Da der den Rechnungen zu Grunde liegende überspannte Zustand nicht scharf begrenzt ist, sind die Zahlwerte doch nur der Größenordnung nach richtig.

Tafel VIII [1]).

Theoretische Mindestspannung U_a für eine bestimmte Leistung $\mathfrak{N}_a$ oder größte Leistung $\mathfrak{N}_a$ bei gegebener Spannung U_a.

N_h, J_s und U_s wie in Tafel VIII.

$$U_a = \frac{5}{3} U_s\,(-7\%); \quad \mathfrak{U}_a = \frac{2}{5} U^a; \quad \mathfrak{J}_{a_1} = \frac{1}{2} J_s.$$

$$\mathfrak{N}_a = \frac{1}{10} U_a J_s; \quad \mathfrak{R}_{gr} = \frac{4}{5} U_a/J_s.$$

$$J_a = 0{,}4\, J_s; \quad N_a = 4\, \mathfrak{N}_a; \quad \eta = 25\%.$$

Lfd. Nr.	Röhrendaten			Betriebsgrößen			
	N_h in Watt	J_s in A	U_s in Volt	U_a in Volt	$\mathfrak{N}_a$ in Watt	$\mathfrak{R}_{gr}$ in Ohm	N_a in Watt
3	16	0,1	40	64	0,64	500	2,5
4	64	0,4	100	160	6,4	320	25
5	250	1,6	250	400	64	200	250
6	1000	6,4	640	1000	640	125	2500
7	4000	25	1600	2500	6400	80	25000
8	16000	100	4000	6400	64000	50	250000

Der ungünstige Betrieb bei so kleinen Anodenspannungen zeigt sich einerseits in der gewaltigen Steigerung der Heiz-

[1]) Die Spannungen unter 3. bis 6. sind nahezu gleich denen der untersten Zeile für $D = 40\%$ in § 14 Tafel VI. Die zugehörigen Leistungen $\mathfrak{N}_a$ sind hier aber 6,4 mal größer. Das kommt hauptsächlich daher, daß dort $U_s = 0{,}6\, D\, U_a$, hier $U_s = 0{,}6\, U_a$, also $1/D = 2{,}5$ mal größer ist. Dem entspricht ein noch mehr vergrößertes J_s.

leistung N_h, die für gleiches $\mathfrak{N}_a$ etwa fünf mal so groß ist wie in Tafel VII und für kleine Leistungen sogar erheblich größer als N_a ist. (Für diese kann man freilich Bariumkathoden verwenden, für die N_h etwa 4mal kleiner ist!) Anderseits ergibt die schlechte Spannungsausnutzung von 40% einen schlechten Wirkungsgrad und damit einen hohen Leistungsverbrauch N_a. Verbessern läßt sich hier nur etwas durch Röhren mit steilerer Kennlinie. Aber $K = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ entspricht schon einer recht guten Röhre. Für ältere Röhren mit $K = 0{,}1 \cdot 10^{-3}$ wird für ein bestimmtes U_s das zugehörige J_s viermal kleiner. Dadurch sinkt auch die zu den U_a — Werten gehörige maximale Leistungsangabe $\mathfrak{N}_a$ auf den vierten Teil, sodaß man z. B. früher mit 160 Volt nur noch 1,6 Watt Wechselstromleistung erzeugen konnte. Wie am Schluß in § 21 beschrieben, könnte man das Eintreten des überspannten Zustandes vermindern durch Verwendung von Röhren mit einem Bremsgitter. Dann würde sich die Anodenspannung wesentlich weiter als bis U_s ausnutzen lassen.

Man beachte, daß bei den in Tafel VIII dargestellten Verhältnissen $U_s = 1{,}6\, \mathfrak{U}_a$ ist. Liegt wie üblich der Ruhepunkt nahezu im Nullpunkt der Kennlinie, so ist $U_s = \mathfrak{U}_g - D\mathfrak{U}_a$ also $\mathfrak{U}_g \geqq U_s = 1{,}6\, \mathfrak{U}_a$; d. h. die zum Steuern am Gitter erforderliche Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ ist erheblich größer als die erzeugte Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$! Da auch der Gitterstrom besonders in der Nähe des überspannten Zustandes nicht unbeträchtlich ist, so ist dann die Steuerleistung gar nicht viel geringer als die erzeugte Leistung $\mathfrak{N}_a$, der Verstärkungsgrad also sehr gering. Eine Fremderregung des Gitters in der Absicht der Verstärkung wird dann fast sinnlos. Bei einer Selbsterregung durch Rückkopplung von der Anodenseite kommt es zwar unmittelbar auf den Verstärkungsgrad nicht an; er muß nur größer als 1 bleiben, da sonst eine Selbsterregung nicht möglich ist. Mittelbar dämpft aber der große Leistungsverlust am Gitter den Anodenkreis erheblich, so daß die Selbsterregungsbedingungen ungünstig werden. Schon der große erforderliche Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} \geqq 160\%$ gegenüber $\mathfrak{K} \approx 10\%$ bei den nor-

malen Verhältnissen gemäß Tafel VII macht praktisch Schwierigkeiten (näheres siehe Bd. III). Man sollte daher auch bei Selbsterregung stets bestrebt sein, die Betriebsspannung U_a möglichst hoch, mindestens so hoch wie in Tafel VII zu wählen.

Es war bisher immer vorausgesetzt, daß man den wirksamen äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ stets beliebig groß machen könne. Das ist aber bei sehr kurzen Wellen, sehr hohen Frequenzen nicht mehr der Fall, da dann die natürlichen Kapazitäten der Röhre und der Zuleitungen einen unvermeidlichen Nebenschlußwiderstand $\frac{1}{\omega C}$ bilden, der mit wachsender Frequenz ω immer kleiner wird (vgl. § 29c Tafel IX). Bei gegebenen R_a ist eine beliebige Erhöhung der Anodenspannung nicht mehr vorteilhaft. Denn wenn man dann U_a größer als $\mathfrak{U}_a + U_s = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a + U_s$ macht, wobei $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ festliegen, so arbeitet man nur entsprechend stärker unterspannt mit einem schlechteren Wirkungsgrad, höheren Anodenverlusten, ohne merklich an Leistung $\mathfrak{N}_a$ zu gewinnen. Dieselben Röhren werden daher bei Verwendung für kurze Wellen meist mit kleineren Anodenspannungen betrieben als für lange Wellen. Da mit wachsender Frequenz unweigerlich $\mathfrak{R}_a$ und damit $\mathfrak{U}_a$ immer kleiner werden, so tritt schließlich keine Verstärkung mehr ein. Das ist dann auch die Grenze für die Frequenz, oberhalb der keine Selbsterregung mehr möglich ist (etwa $f = 3 \cdot 10^8$ Hz, $\lambda = 1$ m; vgl. § 29c).

§ 24. Telephoniesender.

Alles bisher Gesagte gilt für Röhrensender oder Verstärker, die einen Wechselstrom konstanter Größe erzeugen sollen, z. B. für Meßzwecke, Tonfrequenz-Signalapparate, Hochfrequenzheizung (Diathermie) u. dgl. Es gilt auch für Telegraphiesender, bei denen der Strom konstanter Größe im Rhythmus der Telegraphenzeichen ein- und ausgeschaltet, „getastet" wird. Das Tasten geschieht dann am besten auf der Gitterseite durch Ausschalten der Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ oder durch Einschalten einer so hohen negativen Gleichstromvorspannung, daß durch

sie der Röhrenstrom vollständig gesperrt wird. Denn die Ströme und Spannungen auf der Gitterseite sind wesentlich kleiner als auf der Anodenseite, lassen sich daher entsprechend leichter tasten. Erzeugt man die Gitterwechselspannung durch eine Vorverstärkung, so kann man auch das Gitter einer Vorröhre tasten, wo dann die Tastleistung noch kleiner ist, bei 10facher linearer Verstärkung, z. B. 100mal kleiner.

Wesentlich anders und schwieriger liegen die Verhältnisse bei den großen Telephonie-Rundfunksendern. Denn bei diesen soll der hochfrequente Wechselstrom nicht ein- und ausgeschaltet, sondern im Rhythmus der Sprache oder Musik, d. h. einer Ton-

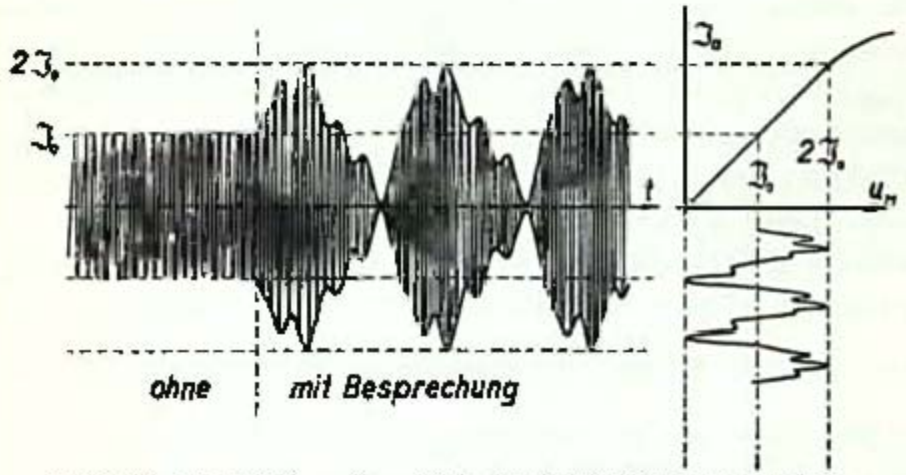

Bild 60. Modulation eines Telephonie-Hochfrequenzsenders.

frequenz, „moduliert", in genau vorgeschriebener Weise seiner Amplitude nach kontinuierlich verändert werden. Ohne Besprechung soll der Wechselstrom nicht Null sein, sondern einen konstanten Mittelwert J_0 haben, so daß seine Amplitude bei der Besprechung ebenso viel größer wie kleiner werden kann. Man erstrebt eine Modulationsmöglichkeit (bei lautester Besprechung) von 100% an. Das bedeutet, daß die Amplitude nach oben auf den doppelten Betrag anwachsen, nach unten bis auf Null abnehmen soll (vgl. Bild 60). Der Sender muß daher für die größte Amplitude $2J_0$ bemessen werden. Bei dieser Amplitude wird man also zweckmäßig kurz vor der Grenze des überspannten Zustandes arbeiten. Ohne Besprechung (oder bei sehr

schwacher Besprechung) sinkt infolge der geringeren steuernden Wechselspannung der Anodenwechselstrom auf den halben Wert. Bei einem Ruhepunkt tief unten auf der Kennlinie oder gar im Negativen sinkt dann auch der Gleichstrom entsprechend mit herunter, das Verhältnis $j = \mathfrak{J}_a/J_a$ bleibt angenähert dasselbe. Dagegen sinkt das Verhältnis $h = \mathfrak{U}_a/U_a$ auf die Hälfte. Denn die Betriebsspannung U_a bleibt konstant, die Wechselspannung $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a$ sinkt aber mit $\mathfrak{J}_a$ auf die Hälfte, da sich der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ der Schaltung nicht ändert. Man arbeitet also die ganze Zeit, während der der Sender gar nicht oder nur schwach besprochen wird, und das ist im allgemeinen der größte Teil der Zeit, 50% unterspannt, mit einem Wirkungsgrad, der halb so groß wie der maximale ist, also z. B. bei $\eta_{max} = 72\%$ mit $\eta = 36\%$! Bei Besprechung schwankt mit der Amplitude des Wechselstromes $\mathfrak{J}_a$ auch die Amplitude des Gleichstromes J_a im Rhythmus der Modulation. Dabei wird der Gleichstrom zeitweise ebensoviel größer wie kleiner, ändert sich also im Mittel nicht. Die mittlere Gleichstromleistung $U_a J_{a\,mittel}$ ändert sich daher auch nicht mit der Stärke der Besprechung. Die mittlere Wechselstromleistung wird dagegen $1 + \frac{m^2}{2}$ mal größer, wenn mit m der Modulationsgrad bezeichnet wird. Bei $m = 1$, d. h. 100% Modulation, schwankt die Wechselstromleistung zwischen Null und dem Vierfachen der unmodulierten Leistung und ist im Mittel das 1,5fache von dieser. Auch der Wirkungsgrad steigt dann auf das 1,5fache, also z. B. von 36% auf 54%. In entsprechendem Maße sinken dann die Röhrenverluste. Leider tritt dieser günstigste Betriebszustand der maximalen Besprechungsstärke nur sehr selten und kurzzeitig ein. Die Erfahrung zeigt, daß die Besprechung im Mittel nur eine Modulation $m = \frac{1}{5} = 20\%$ ergibt, wodurch die Leistungsabgabe und der Wirkungsgrad nur um 2% gegenüber dem ohne Besprechung erhöht wird.

Eine Verbesserung dieser ungünstigen Betriebsverhältnisse ist dadurch möglich, daß man auch die Anodengleichspannung U_a

moduliert und zwar so, daß sie bei größerem Strom J_a größer wird. Bild 61 zeigt, wie das möglich ist.

Die dem Hochfrequenzrohr R_{HF} über die Hochfrequenzdrossel HF zugeführte Anodenspannung U_a ist gleich der der Anodenspannung eines „Modulationsrohres" R_M. An dessen Gitter liegt die tonfrequente Modulationsspannung u_M, so daß U_a im Rhythmus von u_M wie bei jedem Verstärker um einen Mittelwert U_m schwankt. Die Betriebsspannung U_B für die ganze Anordnung braucht daher nur gleich diesem Mittelwert U_m zu sein. Die Schwankungen werden von der Niederfrequenzdrossel NF aufgenommen und können maximal nahezu gleich U_B sein, so daß

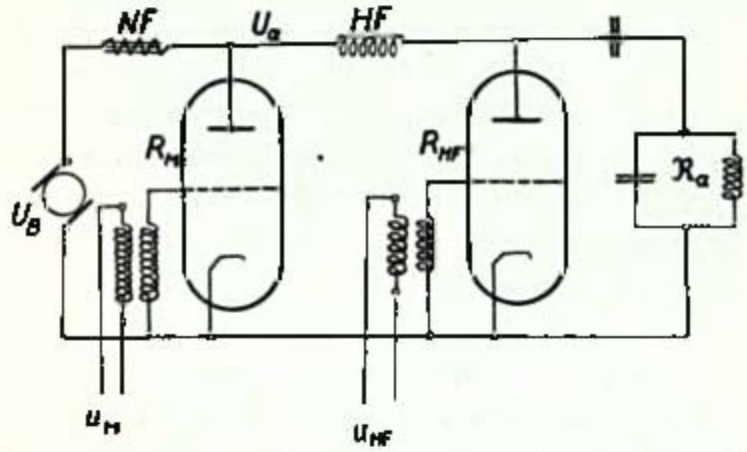

Bild 61. Schaltung zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Telephoniesendern. (Auch Schaltung für die Anodenmodulation.)

U_a nahezu zwischen 0 und $2U_B$ schwankt. Der Strom im Modulationsrohr schwankt dabei zwischen 0 und einem Maximalwert $J_{a\,max}$ und zwar gerade in entgegengesetzter Phase wie der Strom J_a der Hochfrequenzröhre. Die Summe beider Ströme ist daher dauernd konstant. Das kann durch eine hinreichend große Drosselspule NF stets erzwungen werden. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß man nahezu mit der halben Betriebsspannung und damit mit der halben Gleichstromleistung auskommt, und der durchschnittliche Wirkungsgrad der Hochfrequenzröhre doppelt so groß, die Erwärmung dieser Röhre also entprechend geringer ist. Der Nachteil ist, daß man eine

zweite Röhre R_M für die gleiche Spannung und den gleichen Strom, also dieselbe große Type mit entsprechenden Hilfseinrichtungen, Stromquelle für die Heizung, Wasserkühlung für die Anode usw. braucht.

Es war bisher vorausgesetzt, daß auch die dem Gitter von R_{HF} zugeführte Hochfrequenzspannung u_{HF} moduliert sei, und zwar so, daß ihre Amplitude gerade am größten ist, wenn die Modulationsspannung u_M an R_M am kleinsten ist. Die Schaltung von Bild 58 kann aber auch so verwandt werden, wird sogar hauptsächlich so verwandt, daß u_{HF} unmoduliert, d. h. eine konstante Hochfrequenzspannung ist. Der in R_{HF} entstehende Hochfrequenzstrom $\Im_a$ erhält dann seine Modulation durch die schwankende Anodenspannung U_a selbst, = „*Anodenmodulation*". Das kann entweder dadurch geschehen, daß man bei sinkender Anodenspannung stark in den überspannten Zustand hinein arbeitet, in dem ja $\Im_a$ kleiner wird, oder besser dadurch, daß man die Anodenrückwirkung DU_a ausnutzt, die bei größerem U_a den Arbeitspunkt auf der Kennlinie weiter ins Positive verschiebt. Besonders bei negativer Steuergleichspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ entstehen dann entsprechend Bild 59 Stromspitzen, die bei gleicher hochfrequenter Steuerwechselspannung um so größer werden, je mehr sich U_{st} dem Wert Null nähert. — Dieselbe tonfrequente Verschiebung des Arbeitspunktes kann man einfacher erreichen, wenn man die tonfrequente Modulationsspannung u_M unmittelbar der negativen Vorspannung U_g überlagert = „*Gittermodulation*" (Bild 62).

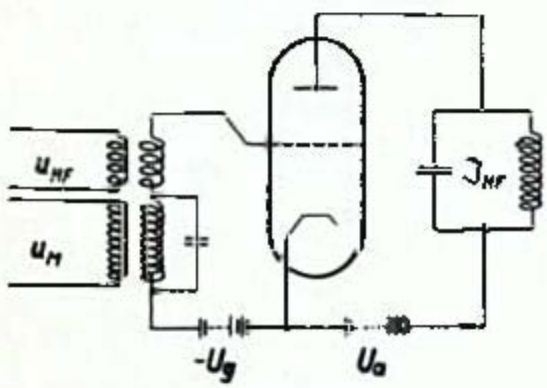

Bild 62. Schaltung für die Gittermodulation.

Für Rundfunksender ist es von großer Bedeutung, daß die Amplitudenkurve des Hochfrequenzstromes genau der Kurvenform der Modulationsspannung u_M entspricht, da sonst Verzer-

rungen in der Übertragung der modulierenden Sprache oder Musik eintreten. Es sind grundsätzlich dieselben Verhältnisse, wie sie bei der normalen Verstärkung in § 10 besprochen worden sind. Man veranschaulicht sie sich am besten an Hand der „Modulationskennlinie", die die Abhängigkeit der gesteuerten Amplitude des Hochfrequenzstromes $\mathfrak{J}_{HF}$ von den Augenblickswerten (nicht der Amplitude!) der modulierenden Spannung u_M darstellt (Bild 63). Bei der Gittermodulation gemäß Bild 62 nimmt man z. B. die Modulationskennlinie auf, indem man statt der tonfrequenten Wechselspannung u_M eine veränderliche Gleichspannung einschaltet oder auch, was auf dasselbe hinauskommt, die negative Vorspannung $-U_g$ selbst ändert und zu jedem Wert U_g den zugehörigen Strom $\mathfrak{J}_{HF}$ aufträgt. Die Durchmodulation von $\mathfrak{J}_{HF}$ durch u_M darf dann nur so weit gehen, wie die Modulationskennlinie gemäß § 10 noch als hinreichend geradlinig betrachtet werden kann. Es kommt dabei sehr auf die richtige Wahl des Ruhepunktes A, d. h. der richtigen Größe von $-U_g$ in Bild 62 an. Die Modulationskennlinie verläuft im allgemeinen nach unten zu stark gekrümmt. Eine Modulation zu 100 %, d. h. bis $\mathfrak{J}_{HF}=0$, bis zur völligen Verriegelung des Röhrenstromes durch die ins Negative schwingende Gittervorspannung u_m ist daher ohne erhebliche Verzerrung nicht möglich. Dagegen läßt sie sich erreichen, wenn man eine Vorröhre moduliert und den so schon modulierten Hochfrequenzstrom dem Gitter der Endröhre zuführt, so daß diese dann nur noch als Verstärker wirkt. Bei geeigneter Wahl der Verhältnisse erhält man dann zwischen modulierender Spannung u_M an der Vorröhre und modulierter Stromstärke der Endröhre insgesamt eine Modulationskennlinie, wie sie in Bild 60 rechts gezeichnet ist. Das entspricht im wesentlichen dem am Schluß von § 16 erwähnten Verfahren, die Verzerrungen einer Endröhre durch geeignet bemessene Verzerrungen bei der Vorröhre aufzuheben, zu „entzerren".

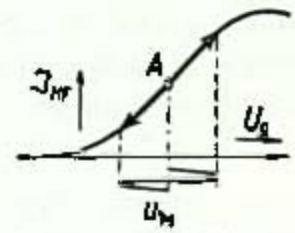

Bild 63. Modulationskennlinie.

Die Hochfrequenz wird bei allen neueren Sendern durch Selbsterregung eines elektrischen Schwingungskreises oder eines mechanisch schwingenden Quarzkristalls erzeugt[1]), und zwar durch Rückkopplung über eine kleine Röhre mit ganz geringer Leistung. Denn die geforderte hohe Konstanz der Frequenz[2]) läßt sich praktisch nur für kleine Leistungen herstellen, da z. B. die selbsterregten Schwingungskreise in einem Thermostaten sehr genau auf konstanter Temperatur gehalten werden müssen. Bei großen Leistungen wäre das wegen der von der Belastung abhängigen Eigenerwärmung und wegen der großen Dimensionen praktisch unmöglich. Die kleine durch Selbsterregung erzeugte Leistung von etwa 0,1 Watt muß dann in mehreren Stufen (für 100 kW z. B. in 7 Stufen) auf die gewünschte Endleistung verstärkt werden. Die winzige selbsterregte erste Stufe verschwindet bei größeren Sendern auch räumlich vollständig hinter den gewaltigen letzten Stufen. Der Sender ist daher praktisch zu einem riesigen Verstärker geworden. Vgl. hierzu später § 34c.

§ 25. Zusammenfassung des Abschnitts „Senderverstärker".

1. Beim Senderverstärker kommt es in erster Linie auf einen hohen Wirkungsgrad an, während der Verstärkungsgrad und die Verzerrungsfreiheit dagegen in den Hintergrund treten. Der Verstärkungsgrad ist z. B. bei Selbsterregung, die Verzerrungsfreiheit bei Hochfrequenzverstärkung meist ganz gleichgültig. Der Wirkungsgrad spielt außerdem bei großen Leistungen stets die ausschlaggebende Rolle.

2. Der Senderverstärker ist starkstrommäßig und als ein Gleichstrom-Wechselstromumformer aufzufassen. Die zugeführte Gleichstromleistung ist gleich der mittleren Anodenstromstärke J_a mal der Anodengleichspannung (= Betriebsspannung) U_a. Die Wechselstromleistung ist gleich dem Produkt

[1]) Das wird in Bd. III behandelt.

[2]) Die Abweichungen dürfen nicht mehr als ± 50 Hz betragen. Das ist bei 10^6 Hz, d. h. für $\lambda = 300$ m eine Konstanz bis auf $5 \cdot 10^{-5} = 0{,}005\,\%$!

aus Wechselstrom und Wechselspannung, d. h. aus den Schwankungen von Strom und Spannung. Die als schädliche Anodenerwärmung auftretende Verlustleistung ist gleich dem Produkt aus dem Gesamtstrom und der Gesamtspannung. Sie muß nach dem Energiesatz gleich der Differenz von Gleich- und Wechselstromleistung sein.

3. Der Wirkungsgrad kann 100% betragen, wenn wie bei einem mechanischen Unterbrecher, zu allen Zeiten abwechselnd entweder der Strom oder die Spannung null ist. Dieser Zustand ist anzustreben.

4. In dieser Hinsicht ist ein Anodenstrom günstig, der aus kurzen Stromimpulsen mit lange stromlosen Zwischenzeiten besteht. Ein solcher Strom ist aber sehr stark verzerrt, enthält zahlreiche Oberschwingungen, deren Amplituden alle ebenso groß sind wie die der Grundschwingung und doppelt so groß wie der Gleichstrom. Bezüglich der Grundschwingung (oder einer Oberschwingung) ist dann also die „Stromaussteuerung"

$$j = \frac{J_{s1}}{J_a} = 2.$$

5. Je kürzer die Stromzeiten, desto höher müssen die Stromspitzen J_s sein, wenn ein bestimmter Leistungsumsatz, d. h. ein bestimmter Gleichstrom bei gegebener Betriebsspannung gefordert wird. Großes J_s bedingt aber große Heizleistung der Kathode und große maximale Steuerspannung U_s, die auf die Spannungsausnutzung ungünstig einwirkt (vgl. unter 10).

6. Kurze Stromimpulse können nicht nur durch eine entsprechend impulsartige Gitterwechselspannung, sondern auch durch eine sinusförmige Gitterwechselspannung erzeugt werden, indem man den Arbeitspunkt ins Negative verlegt.

7. Im allgemeinen begnügt man sich mit einem Arbeitspunkt im Nullpunkt der Kennlinie. Bei sinusförmiger Gitterwechselspannung sind dann die stromlosen Zeiten ebenso lang wie die Stromzeiten. Die Stromaussteuerung für die Grundschwingung ist dann $j = 1{,}27$ bis $1{,}70$. Der erste Wert gilt für eine eckige Kennlinie mit Sättigung, der letzte Wert für eine quadratische Kennlinie ohne Sättigung.

8. Beim Senderverstärker verzichtet man auf die beim Vor- und Kraftverstärker wichtige leistungslose, verzerrungsfreie Steuerung, die man durch ein dauernd negatives Gitter erhält. Man steuert vielmehr den Anodenstrom bis zu seinem Maximalwert J_s durch eine ins Positive bis zum zugehörigen Wert U_s ansteigende Gitterspannung aus.

9. Man braucht dann keine Verschiebungsspannung DU_a, kann also den Durchgriff D sehr klein machen. Dadurch wird auch die Anodenrückwirkung $D\mathfrak{U}_a$ sehr klein, so daß man zum Steuern nur eine kleine Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g \approx U_s$ braucht. Anderseits braucht man freilich infolge des positiven Gitters einen gewissen Gitterstrom $\mathfrak{J}_g$ und damit eine gewisse Steuerleistung $\frac{1}{2}\mathfrak{U}_g\mathfrak{J}_g$. Diese bleibt aber gegen die Anodenleistung im allgemeinen vernachlässigbar klein.

10. Durch das positive Gitter ist eine wesentlich größere Spannungsausnutzung $h = \mathfrak{U}_a/U_a$ möglich. Während bei negativem Gitter eine Restspannung $U_r = U_a - \mathfrak{U}_a$ von der Größe $\frac{1}{D}U_g$ ($= 5\,U_g$ für $D = 20\,\%$) an der Anode nötig war, um den Maximalstrom J_s zu erzeugen, besorgt dies jetzt die Gitterspannung von der Größe U_g. Trotzdem darf aber die Anodenspannung nicht auf 0 sondern nur bis zur Größe der positiven Gitterspannung U_g absinken, weil sonst der Elektronenstrom nicht zur Anode, sondern zu dem stärker positiven Gitter hinübergezogen würde. Die günstigste Spannungsausnutzung ist also $h = 1 - U_g/U_a$.

11. Die richtige Größe der Anodenwechselspannung wird durch Einstellen des äußeren Widerstandes $\mathfrak{R}_a$ hergestellt. Nach 10. ergibt sich als günstigste Größe der „Grenzwiderstand"

$$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{U_a - U_g}{jJ_a}.$$

12. Ist der wirksame Widerstand des Anodenkreises kleiner als der Grenzwiderstand, so ist der Zustand „unterspannt", es wird nur ein geringer Teil der Betriebsspannung ausgenutzt, die erzeugte Wechselstromleistung ist entsprechend klein. Wird

dagegen der wirksame Widerstand des Anodenkreises wesentlich größer als der Grenzwiderstand gemacht, so tritt der „überspannte Zustand" ein. Die Anodenspannung sinkt zeitweise so tief (unter Umständen unter null) herunter, daß der Emissionsstrom zum großen Teil (evtl. ganz) zum Gitter hinübergeht, wodurch der Anodenstrom und damit der Leistungsumsatz stark vermindert wird.

13. Bei einem schwach gedämpften Schwingungskreise in Parallelschaltung ist $\Re_a$ für die Resonanzfrequenz ϱ mal größer als $\omega L = \frac{1}{\omega C}$. Bei Abstimmung auf die Grundfrequenz, d. h. auf die Frequenz der Gitterwechselspannung ist die Anodenspannung praktisch rein sinusförmig, enthält nur diese Frequenz, auch dann, wenn der Anodenstrom stark von der Sinusform abweicht, starke Oberschwingungen enthält.

14. Auch hier ist es wichtig, möglichst große Betriebsspannungen U_a (groß gegen U_s) zu verwenden, um eine hohe Spannungsausnutzung erzielen zu können. Für $U_a = 10\,U_s$ wird $h = 90\,\%$. Mit $j = 1{,}60$ erreicht man dann einen Wirkungsgrad $\eta = 72\,\%$. Auch hier gibt es für jede abzugebende Leistung eine Mindestbetriebsspannung, unter der die Erzeugung nicht mehr möglich ist. Diese liegt aber tiefer als beim Kraftverstärker.

15. Obwohl bei einem Arbeitspunkt nahe dem Nullpunkt oder im Negativen der Gleichstrom und damit die zugeführte Gleichstromleistung mit der Amplitude der aussteuernden Gitterwechselspannung anwachsen, tritt doch die größte Anodenerwärmung oft nicht bei der größten Amplitude, sondern bei einer mittleren ein. Denn bei der größten Amplitude ist auch der Wirkungsgrad am größten. Es wird zwar mehr Gleichstromleistung aufgenommen, aber verhältnismäßig noch mehr Wechselstromleistung abgegeben, so daß weniger Leistung als Verlust übrig bleibt.

16. Telephoniesender haben einen schlechten Wirkungsgrad, da die größten Amplituden nur kurzzeitig auftreten. Man arbeitet daher im Mittel stark unterspannt, wenn man für die größten Amplituden das Optimum einstellt.

B. Theorie der Schaltungen.

§ 26. Übersicht über die verschiedenen Probleme.

Ebenso wichtig wie die in Abschnitt A behandelten inneren Eigenschaften der Röhren sind die der äußeren Schaltelemente, denn die Verbindung beider macht erst den Verstärker vollständig. Im Grunde genommen handelt es sich auch hier um sehr einfache Fragen, im einzelnen ergeben sich aber wieder eine große Reihe technischer Schwierigkeiten, deren Überwindung ebensoviel erfinderischen Scharfsinn erfordert hat wie die Entwicklung der Röhren selbst.

Zunächst brauchen die Röhren eine Stromquelle für die Heizung der Kathode, eine zweite, die den zu steuernden Anodenstrom J_a liefern muß, und eine dritte, die die erforderliche Gittervorspannung hergibt. Die Theorie der Röhren zeigt, welche Spannungen dafür die günstigsten sind, womit im Grunde das Problem gelöst ist. Aber die Theorie der Röhren zeigt auch, daß alle drei Stromquellen verschieden große Spannungen und Ströme verbrauchen, so daß sie nicht ohne weiteres vereinigt werden können. Dieser große Aufwand an Stromquellen machte die älteren Verstärker sehr unhandlich und unbequem im Betriebe. Das gilt besonders für die ersten Mehrfachverstärker, bei denen man noch für die verschiedenen Stufen verschiedene Batterien brauchte, weil sonst durch die inneren Rückkopplungen Selbsterregung eintrat. Es war daher ein großer technischer Fortschritt, als es gelang, den ganzen Strombedarf durch einen einfachen Anschluß aus einem Starkstromnetz zu beziehen. Bei Wechselstromnetzen ist dazu eine besondere Umformung in Gleichstrom erforderlich, die technisch auch in einfacher Weise gelöst wurde.

Bezüglich des sich dem Gleichstrom überlagernden, zu verstärkenden Wechselstromes liegen die Verhältnisse nach der in Abschnitt A behandelten Theorie der Röhren im Grunde genommen auch äußerst einfach. Man braucht dem Gitter nur eine möglichst hoch zu steigernde Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ zuzuführen, ohne daß damit bei negativer Gittervorspannung irgend ein Stromverbrauch verbunden wäre. Dann wirkt die Anodenseite der Röhre ohne weiteres wie ein Wechselstromgenerator von der genau bestimmten elektromotorischen Kraft $\frac{\mathfrak{U}_g}{D}$ und dem ebenso genau bestimmten phasenreinen inneren Widerstande $R_i = \frac{1}{SD}$. Ein noch einfacheres Verhalten ist kaum denkbar. Und doch entstanden gerade hier eine Fülle von technischen Schwierigkeiten. Der innere Widerstand R_i der Röhre ist sehr groß, 10 000 bis 100 000 Ohm, so daß es oft unmöglich ist, den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ der Schaltungselemente zwecks Widerstandsanpassung gleich groß oder gar zwecks Herstellung der Leerlaufspannung noch erheblich größer zu machen. Man kann ja den Anodenkreis nicht einfach offen lassen, weil damit auch die Gleichstromzufuhr unterbrochen würde. Die Gitterseite bietet in dieser Hinsicht noch größere Schwierigkeiten. Man muß hier gewissermaßen die Schaltelemente an einen unendlichen großen Widerstand anpassen. Denn eine endliche Spannung $\mathfrak{U}_g$ bei einem unendlich kleinen Strom $\mathfrak{J}_g$ ist gleichbedeutend mit einem unendlich großen Widerstande $\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_g}$ der Röhre. Es hat sich überraschender Weise gezeigt, daß hierbei die natürlichen Kapazitäten der kleinen Gitterdrähte nebst ihrer Zuleitung und der angeschlossenen Schaltelemente selbst bei Niederfrequenz in den meisten Fällen eine ausschlaggebende Rolle spielen. Eine kleine Änderung in der Lage dieser Zuleitungen, die diese Kapazitäten ändert, kann dadurch schon wesentliche Änderungen in der Wirkungsweise hervorrufen. Besonders störend ist die natürliche Kapazität des Gitters gegen die Anode, da sie eine Rückkopplung darstellt, die leicht zur

Selbsterregung führt, wodurch die Verstärkerwirkung vollständig zerstört wird. Es sind besondere Abschirmungs- oder sonstige Schaltungsmaßnahmen erforderlich, um dies zu verhindern. Umgekehrt kann durch eine gewisse, richtig bemessene Rückkopplung die normale Verstärkerwirkung erheblich vergrößert werden.

Bei all diesen Wechselstromfragen ist zu beachten, daß die Widerstände der Schaltelemente im Gegensatz zum inneren Widerstand R_i der Röhre meist stark von der Frequenz abhängig sind. Ist der Widerstand für eine bestimmte Frequenz richtig angepaßt oder sonst günstig gewählt, so trifft das für andere Frequenzen nicht mehr zu. Das ist besonders bei Verstärkern für Sprache oder Musik sehr störend, wo ein großer Frequenzbereich möglichst gleichmäßig verstärkt werden soll. Andererseits ist eine starke Frequenzabhängigkeit für die Hochfrequenzverstärker der Rundfunktechnik gerade erwünscht und muß dort durch besondere Bemessung der Schaltungselemente so weit gesteigert werden, daß nur noch der ganz schmale Frequenzbereich des zu empfangenden Senders verstärkt wird, alle übrigen störenden Sender aber so wenig wie möglich durchgelassen werden. Hieraus ergibt sich schon, daß die Bemessung der Schaltungselemente stark von dem Verwendungszweck abhängt, und daß es erforderlich ist, verschiedene Richtlinien für die wichtigsten Anwendungsgebiete aufzustellen.

§ 27. Die Anodenseite (Verstärker-Ausgang).

Nach § 3 Satz (11) sowie Bild 3a und 3b kann eine Elektronenröhre, deren Gitter eine Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ zugeführt wird, in bezug auf die ganzen Wechselstromvorgänge auf der Anodenseite stets aufgefaßt werden als ein Generator mit der Leerlaufspannung $\mathfrak{U}_l = -\frac{\mathfrak{U}_g}{D}$ oder der Kurzschlußstromstärke $\mathfrak{J}_k = S\mathfrak{U}_g$ und dem inneren Widerstande $R_i = \frac{\mathfrak{U}_l}{\mathfrak{J}_k} = \frac{1}{SD}$. Ebenso kann jedes beliebige Schaltungssystem, das zwischen Anode und Kathode liegt, nach der in Bd. I, § 16 besprochenen Zweipol-

theorie durch seinen wirksamen „äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$" ersetzt werden. Bild 64, das den dortigen Bildern 91 und 95 entspricht, zeigt, wie die Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ und der Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ sich mit dem Verhältnis $\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i}$ ändern und zwar einerseits für phasenreines $\mathfrak{R}_a$, anderseits für die größtmögliche Phasenverschiebung $\varphi_a = 90°$. Besteht $\mathfrak{R}_a$ aus einer reinen Induktivität, d. h. ist $\mathfrak{R}_a = j\omega L$, ein Fall, der bei elektromagnetischen Apparaten (Lautsprechern, Telephonen) oft nahe-

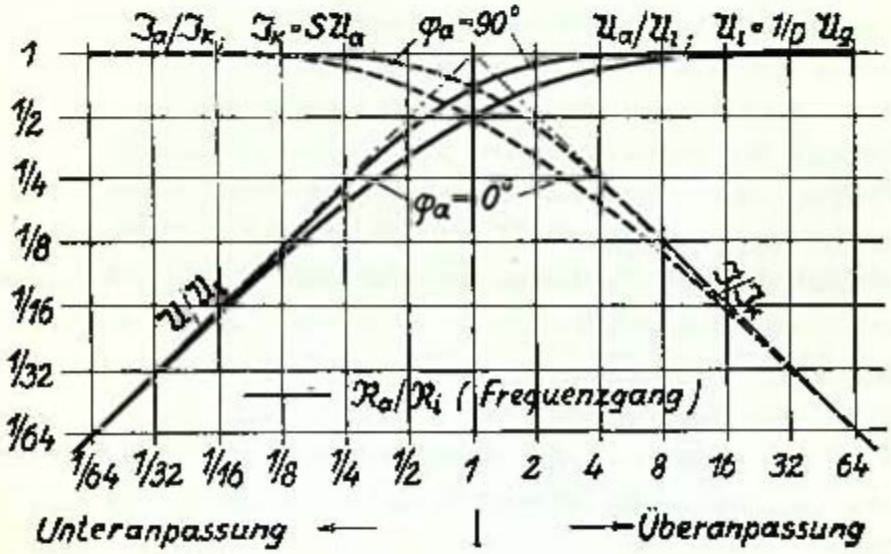

Bild 64. Verlauf von Strom und Spannung in Abhängigkeit von äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ (oder von der Frequenz ω).

zu erfüllt ist, so ändert sich $\mathfrak{R}_a$ proportional zu ω. Die 90°-Kurven von Bild 64 geben dann zugleich den Verlauf von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_a$ in Abhängigkeit von der Frequenz wieder. Für eine bestimmte Frequenz

$$\omega_a = \frac{R_i}{L} = \text{„}\textit{Anpassungsfrequenz}\text{“}; \quad (\omega_a L = R_i) \tag{130}$$

besteht Widerstandsanpassung $\mathfrak{R}_a = R_i$. Die in Bild 64 längs der horizontalen Achse aufgetragenen Zahlwerte sind dann auch gleich dem Verhältnis $\frac{\omega}{\omega_a}$. Für wesentlich tiefere Frequenzen $\left(\frac{\omega}{\omega_a} < 1\right)$ besteht „Unteranpassung", für die $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_k = \text{const}$

wird, während $\mathfrak{U}_a = \frac{\omega}{\omega_a}\mathfrak{U}_i$ mit abnehmenden ω abnimmt. Für wesentlich höhere Frequenzen besteht „Überanpassung", für die umgekehrt $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_i = \text{const}$ und $\mathfrak{J}_a = \frac{\omega_a}{\omega}\mathfrak{J}_k$ mit wachsendem ω abnimmt. Bei Lautsprechern soll im allgemeinen die Stromstärke konstant, von der Frequenz unabhängig sein. Man muß dann in dem Gebiete der Unteranpassung bleiben, etwa so, daß bei der höchsten noch gut zu übertragenden Frequenz gerade Anpassung herrscht. Soll umgekehrt die Spannung $\mathfrak{U}_a$ in dem Frequenzbereich konstant bleiben, so muß man überanpassen, $\mathfrak{R}_a = \omega L$ so groß wählen, daß es für die tiefste in Betracht kommende Frequenz nicht unter R_i herabsinkt.

Der innere Widerstand $R_i = 1/SD$ ist nicht nur für Röhren verschiedenen Durchgriffs D verschieden und z. B. für Schirmgitterröhren und Penthoden außerordentlich groß, sondern er ändert sich auch mit dem Arbeitspunkt auf der Kennlinie, nimmt bei Eingitterröhren angenähert wie $1/\sqrt{J_a}$ mit dem Anodenruhestrom J_a ab. Daher ändert sich auch die Anpassungsfrequenz und die Klangfarbe in der Wiedergabe des Lautsprechers mit der Röhrentype und dem eingestellten Arbeitspunkt.

Besteht $\mathfrak{R}_a$ im wesentlichen aus einer Kapazität mit dem Widerstande $\frac{1}{\omega C}$, so herrscht umgekehrt für hohe Frequenzen Unteranpassung mit $\mathfrak{J}_a = \text{const}$, $\mathfrak{U}_a$ proportional $\frac{1}{\omega}$ abnehmend, für tiefe Frequenzen Überanpassung mit $\mathfrak{U}_a = \text{const}$, $\mathfrak{J}_a$ proportional ω abnehmend und beide Gebiete werden durch die

(131) *Anpassungsfrequenz* $\omega = \omega_a = \frac{1}{CR_i}$; $\left(\frac{1}{\omega_a C} = R_i\right)$

getrennt.

Will man, wie bei Hochfrequenzverstärkern üblich, nur eine bestimmte Frequenz verstärken, so schaltet man in den Anodenkreis einen schwach gedämpften Schwingungskreis, bestehend aus der Parallelschaltung einer Induktivität L und einer Kapa-

zität C (Bild 65). Die Abhängigkeit des so gebildeten Widerstandes $\Re_a$ von der Frequenz ist in Bd. I, § 15 ausführlich behandelt und dort in Bild 82, 83 und 84 dargestellt. Für die Resonanzfrequenz $\omega = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ist $\Re_a$ am größten, nämlich ϱ mal größer als die Teilwiderstände.

$$(132)\quad \Re_{ar} = \varrho \cdot \omega_r L = \varrho \cdot \frac{1}{\omega_r C} = \varrho \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{L}{CR} = R_p;$$

$$\varrho = \frac{\omega_r L}{R} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\pi}{d} = \textit{Resonanzschärfe} \approx 100$$

$$= \frac{R_p}{\omega_r L} = R_p \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{1}{\delta}.$$

Die verschiedenen Ausdrücke in (132) unterscheiden sich dadurch, daß die Dämpfung, d. h. die gesamten im Schwingungskreis auftretenden Verluste, ganz gleich, wodurch sie tatsächlich hervorgerufen werden, entweder durch einen *Reihenwiderstand* R oder durch einen *Parallelwiderstand* R_p ($= \varrho^2 R$) oder durch das *log. Dekrement* $d \approx 0{,}03$ oder durch den *Verlustwinkel*

$$\delta = \frac{1}{\varrho} = \frac{57{,}3^\circ}{\varrho} \approx {}^1/_2{}^\circ$$

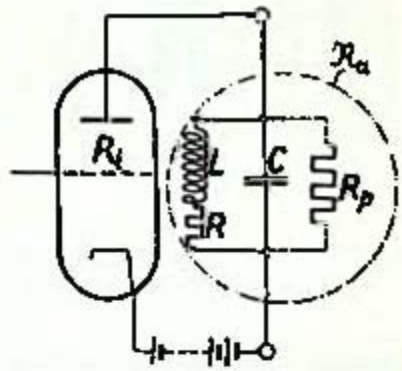

Bild 65. Parallelresonanzkreis als Anodenwiderstand $\Re_a$.

ausgedrückt werden können. Durch den inneren Widerstand R_i der Röhre tritt eine Pseudodämpfung ein (vgl. Bd. I, S. 151). Es wird

$$(133)\quad \varrho_{eff} = \frac{R_i}{R_i + \Re_{ar}} \cdot \varrho = \text{„}\textit{wirksame Resonanzschärfe}\text{“}.$$

Soll also die volle Resonanzschärfe erhalten bleiben, so muß selbst im Resonanzfall $\Re_a = \Re_{ar}$ noch klein gegen R_i bleiben. Für $\Re_{ar} = R_i$ erhält man nur die halbe wirksame Resonanzschärfe und macht man $\Re_{ar} = 9\,R_i$, um im Resonanzfall nahezu die volle Spannung, nämlich $U_a = 0{,}9\,U_i$ zu erhalten, so wird $\varrho_{eff} = 0{,}1\,\varrho$, d. h. die Resonanzkurve 10 mal flacher (vgl. auch § 29 c).

Größte Leistungsabgabe ($\Re_a = R_i$) *und besonders größte*
(134) *Anodenwechselspannung am Schwingungskreis* ($\Re_a \gg R_i$) *bedingen daher eine starke Pseudodämpfung.*

Liegt der eigentliche Ausgangswiderstand $\Re_A$ unveränderlich fest, wird er z. B. durch eine Fernsprechleitung gebildet oder kann er nicht hinreichend groß gemacht werden, was z. B. bei elektrodynamischen Lautsprechern der Fall ist, oder will man den Gleichstrom oder die z. T. lebensgefährlich hohe Anodengleichspannung E_a vom Ausgang fernhalten, so schaltet man einen Transformator zwischen Röhre und Ausgang (Bild 66). Für einen

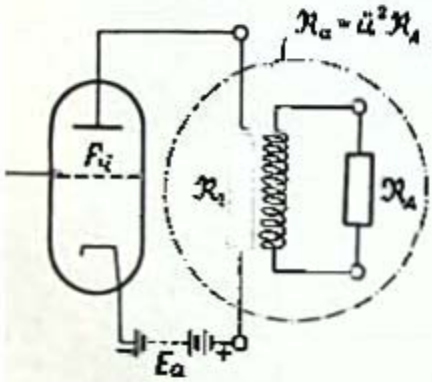

Bild 66. Widerstandsanpassung durch einen Transformator.

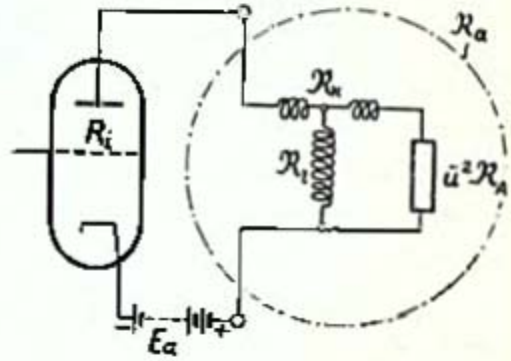

Bild 67. Ersatzschaltung für den Transformator von Bild 66.

idealen Transformator mit unendlich großem Leerlaufwiderstand $\Re_1$ und verschwindend kleinem Kurzschlußwiderstand $\Re_k$ gilt

(135) $$\frac{U_a}{U_A} = \frac{\mathfrak{J}_A}{\mathfrak{J}_a} = \ddot{u}; \quad \frac{\Re_a}{\Re_A} = \ddot{u}^2; \quad \ddot{u} = \textit{Übersetzungsverhältnis.}$$

Über das Verhalten eines wirklichen Transformators gibt die Ersatzschaltung (Bild 67) den besten Überblick (vgl. Bd. I, § 17b). Für einen guten Tonfrequenztransformator mit geschlossenem Eisenkern ist die *Streuung* $s \leqq 1\,\%$. Man kann dann praktisch setzen

(136) $$\Re_k = s\,\Re_1.$$

$\Re_k$ ist $\ddot{u}^2 \Re_A$ vorgeschaltet, vermindert also die Spannung über $\Re_A$; $\Re_1$ ist $\ddot{u}^2 \Re_A$ parallel geschaltet, vermindert also den

Strom durch $\mathfrak{R}_A$. Der Transformator arbeitet am günstigsten, wenn

(137) $\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A = \sqrt{|\mathfrak{R}_l|\,|\mathfrak{R}_k|}$ $(= \frac{1}{10}|\mathfrak{R}_l| = 10|\mathfrak{R}_k|$ für $s = 1\%)$

ist. Strom und Spannung über $\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A$ sind dann für $s = 1\%$ bei induktivem, mit $\mathfrak{R}_l$ und $\mathfrak{R}_k$ gleichphasigem $\mathfrak{R}_A$ um 10% kleiner, bei kapazitivem, gegenphasigem $\mathfrak{R}_A$ um 10% größer, bei induktionsfreiem $\mathfrak{R}_A$ infolge des Phasenunterschiedes von 90° nur um $^1/_2$% kleiner als Strom $\mathfrak{J}_a$ und Spannung $\mathfrak{U}_a$ an der Röhre vor dem Transformator.

Bei unveränderlichem $\mathfrak{R}_A$ wählt man das Übersetzungsverhältnis ü am besten so, daß Widerstandsanpassung

$$\mathfrak{R}_a = \ddot{u}_{opt}^2\,\mathfrak{R}_A = R_l$$

herrscht. Denn dann erhält man die größte Spannung $\mathfrak{U}_A$ und den größten Strom $\mathfrak{J}_A$ am Ausgangsapparat $\mathfrak{R}_A$. Bei einer Fehlanpassung durch falsches Übersetzungsverhältnis ü wird sowohl $\mathfrak{U}_A$ als auch $\mathfrak{J}_A$ kleiner, und zwar um gleich viel, da ja das Verhältnis $\frac{\mathfrak{U}_A}{\mathfrak{J}_A} = \mathfrak{R}_A$ fest gegeben ist. Für einen idealen Transformator wird

$$(138)\qquad \frac{\mathfrak{U}_A}{\mathfrak{U}_l} = \frac{1}{\ddot{u}}\,\frac{1}{1+\dfrac{R_l}{\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A}};\qquad \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_k} = \ddot{u}\,\frac{1}{1+\dfrac{\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A}{R_l}}.$$

Für

$$(139)\qquad \ddot{u} = \ddot{u}_{opt} = \sqrt{\frac{R_l}{|\mathfrak{R}_A|}}$$

wird für phasenreines $\mathfrak{R}_a$:

$$(140)\qquad \begin{aligned} \mathfrak{U}_{A\,max} &= \frac{1}{\ddot{u}_{opt}}\,\frac{\mathfrak{U}_l}{2} = \frac{\mathfrak{U}_l}{2}\sqrt{\frac{\mathfrak{R}_A}{R_l}} = \frac{-\mathfrak{U}_g}{2}\sqrt{\frac{S}{D}\,|\mathfrak{R}_A|} \\ \mathfrak{J}_{A\,max} &= \ddot{u}_{opt}\,\frac{\mathfrak{J}_k}{2} = \frac{\mathfrak{J}_k}{2}\sqrt{\frac{R_l}{|\mathfrak{R}_A|}} = \frac{\mathfrak{U}_g}{2}\sqrt{\frac{S}{D}\,\frac{1}{|\mathfrak{R}_A|}}. \end{aligned}$$

Für ein $\mathfrak{R}_a$ mit 90° Phasenverschiebung tritt überall statt des Faktors $\frac{1}{2} = 0{,}5$ der Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}7$ auf. — Eine Fehlanpassung durch $\ddot{u} = 2\ddot{u}_{opt}$ oder $\ddot{u} = {}^1/_2\ddot{u}_{opt}$ verkleinert bei phasenreinem $\mathfrak{R}_A$ Strom und Spannung in $\mathfrak{R}_A$ auf $^4/_5 = 0{,}8$, für $\ddot{u} = 3\ddot{u}_{opt}$ oder $^1/_3\,\ddot{u}_{opt}$ auf $^3/_5 = 0{,}6$ des Maximalwertes.

Bei einem Transformator mit geringer Streuung ist angenähert

(141) $$\mathfrak{R}_l = j\omega L_1; \quad \mathfrak{R}_k = s \cdot j\omega L_1.$$

(L_1 = Induktivität der Primärwicklung allein.) $\mathfrak{R}_l$ und $\mathfrak{R}_k$ ändern sich also proportional mit der Frequenz ω. Ist auch $\mathfrak{R}_A$ induktiv, so läßt sich die Formel (137) für alle Frequenzen erfüllen. Der übersetzte Widerstand $\mathfrak{R}_a = \ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$ entspricht dann einer konstanten Induktivität, deren Widerstand also proportional ω anwächst. Ist dagegen $\mathfrak{R}_A$ induktionsfrei und von der Frequenz unabhängig, so läßt sich die Anpassungsgleichung (137) nur für eine bestimmte Frequenz ω_a erfüllen. Für diese ist dann angenähert $\mathfrak{R}_a = \ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$. Für eine $\sqrt{s}$, d. h.

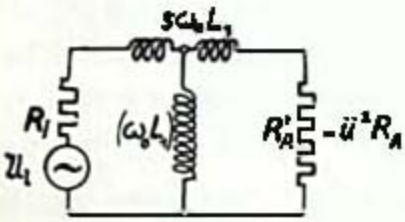

Bild 68. Leerlauf-Ersatzschaltung für Röhre und Transformator von Bild 66.

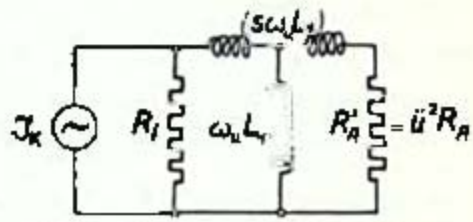

Bild 69. Kurzschluß-Ersatzschaltung für Röhre und Transformator von Bild 66.

bei $s = 1\%$ für eine 10 mal tiefere Frequenz wird $\mathfrak{R}_l$ 10 mal kleiner, d. h. ebenso groß wie $\ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$, d. h. der Leerlaufstrom $\mathfrak{J}_l$ des Transformators ebenso groß wie der Belastungsstrom $\mathfrak{J}_A$. Für noch tiefere Frequenzen wird $\mathfrak{R}_l$ noch kleiner, $\mathfrak{J}_l$ größer als $\mathfrak{J}_A$. Der Transformator arbeitet dann sehr ungünstig. Ebenso wird für eine $\frac{1}{\sqrt{s}}$, d. h. bei $s = 1\%$ für eine 10 mal höhere Frequenz der Kurzschlußwiderstand $\mathfrak{R}_k$ 10 mal größer, d. h. ebenso groß wie $\ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$. Der Spannungsabfall über $\mathfrak{R}_k$ wird ebenso groß wie die Spannung $\ddot{u}\,\mathfrak{U}_A$ über $\ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$, bei noch höheren Frequenzen noch größer.

Bei einer genaueren Berechnung muß man auch auf R_l Rücksicht nehmen. Wie man aus der Ersatzschaltung Bild 68 sieht, ist eine untere Frequenz $\omega_u = 2\pi f_u$ dadurch gegeben,

daß für noch tiefere Frequenzen der Leerlaufwiderstand $\Re_1 \approx \omega_u L_1$ kleiner als die Parallelschaltung von R_i und $R'_A = \ddot{u}^2 R_A$ wird. Die $s \approx 1/100$ mal kleinere Streuinduktivität spielt hier keine Rolle. Die gleichwertige Ersatzschaltung Bild 68 zeigt, daß eine obere Frequenz $\omega_o = 2\pi f_o$ dadurch gegeben ist, daß für noch höhere Frequenzen der Kurzschlußwiderstand $\Re_k \approx s\omega_o L_1$ größer als die Reihenschaltung von R_i und R'_A wird. Die $1/s \approx 100$ mal größere Leerlaufinduktivität macht dabei nichts aus. Für in-

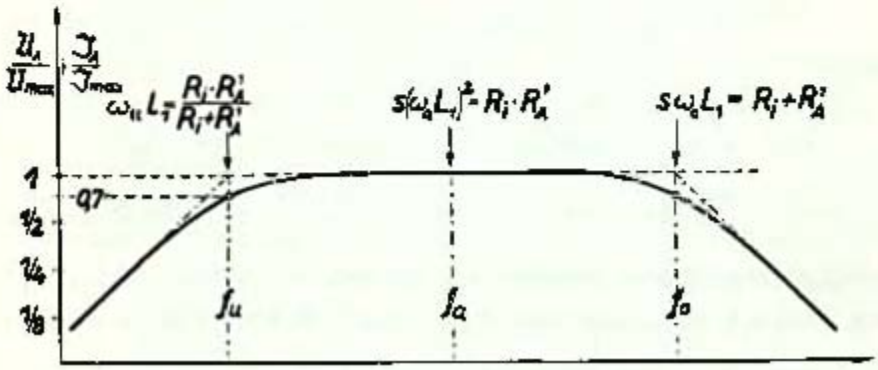

Bild 70. Frequenzgang, falls ein induktionsfreier Apparat mit dem Widerstand $R_A = R'_A/\ddot{u}^2$ über einen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis ü gemäß Bild 66 im Anodenkreise liegt.

duktionsfreies R_A ergibt sich hiernach der in Bild 70 gezeichnete Frequenzgang. Es ist

$$\frac{f_o}{f_u} = \frac{\omega_o}{\omega_u} = \frac{1}{s}\,\frac{(R_i + R'_A)^2}{R_i R'_A} = \frac{1}{s}\left(\frac{R_i}{R'_A} + \frac{R'_A}{R_i} + 2\right). \tag{142}$$

Für die optimale Anpassung $R'_A = \ddot{u}^2_{opt} R_A = R_i$ wird

$$\frac{f_o}{f_u} = \frac{\omega_o}{\omega_u} = \frac{4}{s}. \tag{143}$$

Ein Transformator mit dem Streufaktor $s \approx \Re_k/\Re_1$ *kann bei bester Anpassung zwischen zwei frequenzunabhängigen (Ohm'schen) Widerständen* $\Re_A$ *und* R_i *nur einen bestimmten Frequenzbereich von* f_u *bis* f_o *gleichmäßig gut übertragen, wobei* $f_o/f_u = 4/s$ *ist.* f_u *und* f_o *sind dabei die Frequenzen, bei denen ein Absinken um 30%, d. h. auf 0,7 des Maximalwertes erfolgt.*

Ein Transformator mit $s = 1\,\%$ kann also noch einen Frequenzbereich von 25 bis 10000 Hertz einigermaßen gleichmäßig übertragen. Soll der Bereich auf 10 bis 20000 Hertz erweitert werden, so darf der Transformator nur 0,2 % Streuung haben. Das ist etwa der geringste Betrag der Streuung, der sich praktisch mit den besten Eisensorten von hoher Permeabilität noch herstellen läßt[1]).

Aus (142) folgt das überraschende Ergebnis:

(144) *Eine Fehlanpassung* $\ddot{u}^2 \gtrless \frac{R_i}{\mathfrak{R}'_A}$ *verringert zwar die Höhe der Ströme und Spannungen im Apparat A, vergrößert aber den gleichmäßig übertragenen Frequenzbereich* f_o/f_u.

Eine Fehlanpassung $\ddot{u} = 2\,\ddot{u}_{opt}$, d. h. $\frac{R_i}{\mathfrak{R}'_A} = 4$, die den gleichmäßigen maximalen Bereich auf 0,8 seines Wertes senkt, erhöht den Bereich f_o/f_u auf das $^{25}/_{16} = 1{,}56$ fache. Für $\ddot{u} = 3\,\ddot{u}_{opt}$, d. h. $\frac{R_i}{\mathfrak{R}'_A} = 9$ ergibt sich Senkung auf 0,6 und $^{100}/_{36} = 2{,}8$ facher Bereich.

Daß man beim Kraftverstärker nicht $\mathfrak{R}_a = R_i$ macht, sondern in Rücksicht auf die Verzerrungen $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ wesentlich größer, etwa gleich $3\,R_i$ wählt, wurde in § 13 schon besprochen. Das gilt für Eingitterröhren. Für Zweigitterröhren und Penthoden ist umgekehrt $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ meist wesentlich kleiner als R_i. Vgl. § 15. Dieser Unterschied in den Röhren wirkt sich auf den Frequenzgang besonders dann stark aus, wenn der wirksame Widerstand $\mathfrak{R}_a$ sich für eine bestimmte Frequenz durch Reso-

---

[1]) Die alten Schwachstrom-Transformatoren mit offenem Eisenkern, die sogenannten „Induktionsrollen" waren äußerst ungünstig gebaut und besaßen oft eine Streuung von über 10 %, konnten daher nur einen Frequenzbereich von etwa 200—4000 Hz halbwegs gut übertragen. — Vergrößert man bei Transformatoren mit geschlossenem Eisenkern durch einen Luftspalt den magnetischen Widerstand auf das a-fache, so erhöht sich dadurch auch der Streufaktor s nahezu auf das a-fache. Denn die Induktivitäten L_1 und L_2 werden durch den Luftspalt a-mal kleiner, die Streuinduktivitäten sL_1 oder sL_2 bleiben aber nahezu unverändert.

nanz oder dergl. stark ändert. Bei Lautsprechern mit gutem Wirkungsgrad kann sich z. B. auch eine mechanische Resonanz des schwingenden Systems in einem entsprechenden Frequenzgang des Widerstandes $\Re_A$ bemerklich machen. Bei Eingitterröhren mit $\Re_a \gg R_i$ findet dann nach (134) eine starke Pseudodämpfung statt, während bei Penthoden mit $\Re_a \ll R_i$ die Resonanzen stark hervortreten.

§ 28. Die Gitterseite (Verstärker-Eingang).

a) **Allgemeines.** Die Zufuhr der unverstärkten Leistung an das Gitter der Röhre stellt schaltungstechnisch ein ganz außergewöhnliches Problem dar. Bei hinreichend großer negativer Gittervorspannung bleibt ja der Gitterstrom dauernd null. Es ist dann zum Steuern der Röhre nur eine Wechselspannung, kein Wechselstrom erforderlich, der innere Widerstand der Röhre auf der Gitterseite ist dann unendlich groß. *Man muß also auch den wirksamen Widerstand* $\Re_g$ *der Eingangsschaltung von der Röhre aus gesehen so hochohmig wie nur möglich machen*[1]).

Elektromagnetische Apparate, wie Mikrophone oder Tonabnehmer, die unmittelbar auf das Gitter der Röhre arbeiten sollen, ebenso die Sekundärwicklungen zwischengeschalteter Transformatoren müssen also eine möglichst hohe Windungszahl erhalten. Alle Apparate, wie Kondensator-Mikrophone, Photozellen u. dgl., die wegen ihres hohen Innenwiderstandes normalerweise nur wenig wirksam sind, erhalten, auf das Gitter einer Röhre geschaltet, eine überraschend hohe Wirksamkeit. Umgekehrt sind niedrigohmige Apparate, wie Thermoelemente, für die Verstärkung durch Elektronenröhren denkbar ungeeignet, solange die Frequenz der Spannungsschwankungen so tief liegt, daß eine bessere Widerstandsanpassung durch einen zwischenge-

[1]) Ich habe früher $\Re_g$ = *„Güte der Schaltung"* genannt, doch ist dieser Ausdruck gefährlich, weil wie später besprochen, $\Re_g$ auch ein Maß für die Anfälligkeit gegen Störungen ist. Vgl. Satz (147). — Im Gegensatz zu den früheren Auflagen soll hier unter $\Re_g$ der gesamte Widerstand *einschließlich des inneren Widerstandes der äußeren Wechselstromquelle*, z. B. des Apparates A in Bild 72 verstanden werden.

schalteten Transformator nicht möglich ist. Man kann dann die mit der geringen Ohmzahl verbundene große Stromergiebigkeit dieser Apparate garnicht ausnutzen, weil ja das Gitter der Röhre garkeinen Strom braucht.

Der Steigerung des wirksamen Widerstandes $\mathfrak{R}_g$ der Schaltung sind praktisch verschiedene Grenzen gesetzt. Zunächst durch die unvollkommene Isolation. Doch lassen sich in trockenen Räumen leicht 1000 Megohm $= 10^9$ Ohm aufrecht erhalten, durch Anwendung besonderer Isolationsmaterialien, wie Bernstein und Quarz, sogar noch um mehrere Zehnerpotenzen höhere Isolationswiderstände herstellen. Bei etwas höheren Frequenzen bildet dann die natürliche Kapazität C_n des Gitters eine wesentlich tiefer liegende und daher früher wirksame Grenze. Die Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ muß das Gitter und die zu ihm führende Zuleitung auf- und entladen. Dazu ist ein Ladestrom $\mathfrak{J}_g = \mathfrak{U}_g \cdot j\omega C_n$ erforderlich, d. h. das Gitter besitzt einen scheinbaren Widerstand $\mathfrak{R}_g = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_g} = \frac{1}{j\omega C_n}$. Nun läßt sich die Kapazität des Gitters einschließlich Sockel und Zuleitung gegenüber der Kathode (Erde) praktisch selten unter etwa $C_n = 20 \cdot 10^{-12}$ F $= 22$ cm herabsetzen.[1]) Dann ergibt sich schon für $\omega = 5000$, d. h. $f = 800$ Hertz ein Widerstand

$$\mathfrak{R}_g = \frac{1}{5000 \cdot 20 \cdot 10^{-12}} = 10 \cdot 10^6 \text{ Ohm.}$$

(145) *Bei Tonfrequenz und noch mehr bei Hochfrequenz bildet die unvermeidliche natürliche Kapazität des Gitters nebst der damit verbundenen Zuleitungen und Apparate die ausschlaggebende Grenze für die Erhöhung des wirksamen Gitterwiderstandes* $\mathfrak{R}_g$.[2])

Handelt es sich nur um die Verstärkung eines engen Frequenzbereiches, so kann man durch Parallelschalten einer abgestimmten

[1]) Hierzu kommt die durch die natürliche Gitter-Anoden-Kapazität bedingte Zusatzkapazität $C_z = (1 + \mathfrak{B}) C_{ga}$, die bei großer Verstärkung $\mathfrak{B}$ wesentlich größer ist, wenn man keine Schirmgitterröhre verwendet (vgl. § 30).

[2]) Vgl. auch Tafel IX in § 29 a.

Induktivität L (Bild 71) den wirksamen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ für die Resonanzfrequenz um das ϱ-fache, d. h. auf $\mathfrak{R}_g = \varrho \frac{1}{\omega C_n}$ erhöhen. ($\varrho = \frac{\pi}{d}$ = Resonanzschärfe, vgl. Bd. I, § 15). Hiervon macht man bei Hochfrequenzverstärkern fast stets Gebrauch, muß es auch, weil wegen der hohen Frequenz sonst $\frac{1}{\omega C_n}$ an sich sehr klein werden würde. Bei Tonfrequenzverstärkern für Sprache und Musik ist eine scharfe Resonanz aber unzulässig. Liegt hier im Eingang eine Induktivität, z. B. ein elektromagnetischer Tonabnehmer, so muß man umgekehrt die dadurch bedingte Resonanz unscharf machen oder in ein Gebiet außerhalb des zu übertragenden Frequenzbereiches verlegen. Man darf also die Windungszahl des Tonabnehmers nur so weit steigern, daß für die höchste noch in Betracht kommende Frequenz $\omega L < 1/\omega C_n$ bleibt.

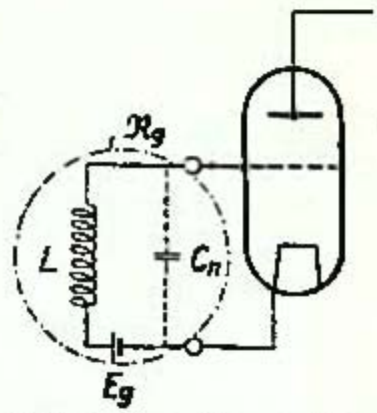

Bild 71. Der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ wird durch die Induktivität L und die natürliche Kapazität C_n gebildet.

Neben dem Wechselstrom sind aber auch die Gleichstromverhältnisse zu beachten. Ein für den Gitterstrom z. B. durch einen Kondensator völlig abgetrenntes Gitter lädt sich durch die aus dem Heizdraht herausfliegenden Elektronen so weit negativ auf, bis der Gitterstrom gleich null wird. Die sich so einstellende Gitterspannung ist aber nur bei sehr gutem Vakuum der Röhre und bei sehr guter Isolation hinreichend negativ, um auch bei Überlagerung einer kleinen Wechselspannung den Gitterstrom praktisch auf null zu halten. Dies wird in Abschnitt C § 38 näher ausgeführt werden. Im allgemeinen braucht man zumal bei größeren zu verstärkenden Wechselspannungen eine besondere negative Gittervorspannung U_g, die aus einer

Gleichspannungsquelle E_g dem Gitter durch eine galvanische Verbindung über einem Ohmschen Widerstand oder eine Drosselspule zugeführt werden muß. Wenn diese galvanische Verbindung nicht schon, wie z. B. in Bild 71 als Bestandteil der Wechselstromschaltung vorhanden ist, muß sie besonders hergestellt werden, wodurch das wirksame $\mathfrak{R}_g$ bezüglich des Wechselstromes im allgemeinen weiter vermindert wird. Photozellen, Kondensatormikrophone oder auch die Ausgangsseite einer Vorverstärkerröhre brauchen zu ihrem eigenen Betriebe eine hohe Gleichspannung. Sie müssen dann im allgemeinen galvanisch durch einen zwischengeschalteten Transformator oder Konden-

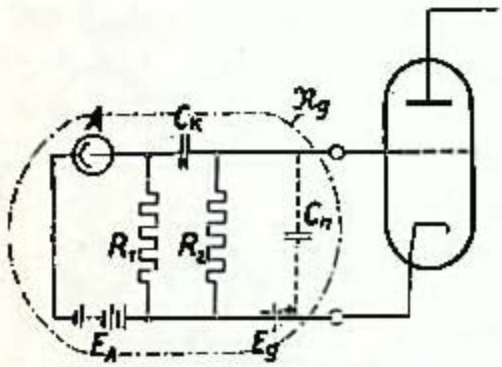

Bild 72. Zwei Ableitewiderstände R_1 und R_2 erforderlich, um dem Apparat A seine Betriebsspannung E_A und dem Gitter die negative Vorspannung E_g zuzuführen.

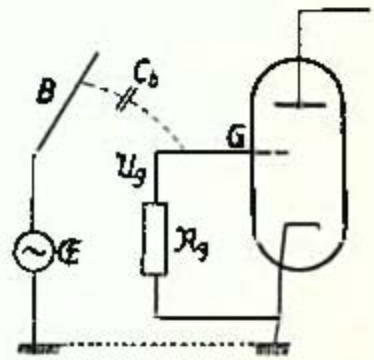

Bild 73. Kapazitive Störungen durch eine die Wechselspannung $\mathfrak{E}$ führende Starkstromleitung B.

sator C_k vom Gitter getrennt werden und man braucht in letzterem Falle zwei „Ableitewiderstände" (oder Drosselspulen), R_1 und R_2 in Bild 72, um einerseits dem Gitter die negative Vorspannung E_g, anderseits dem Apparat seine erforderliche Betriebsspannung E_A zuzuführen. Wenn der Wechselwiderstand von C_k vernachlässigt werden kann, so besteht dann der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ aus der Parallelschaltung der natürlichen Kapazitäten C_n, der Widerstände R_1 und R_2 und des innereren Widerstandes $\mathfrak{R}_A$ des Apparates A (vgl. auch § 29).

Schließlich ist noch auf einen Punkt hinzuweisen, weswegen praktisch allzu hohe Gitterwiderstände $\mathfrak{R}_g$ sehr ungern verwendet

werden; das ist die große Anfälligkeit gegen Störungen und zwar einerseits gegen äußere elektrische Fremdfelder, anderseits gegen unbeabsichtigte innere Rückkopplungen. Die Wirkung der ersteren sei an dem schematischen Bild 73 erläutert. Eine unter der Störspannung $\mathfrak{E}$ stehende Leitung B, beispielsweise eine Licht- oder sonstige Starkstromleitung, erzeugt um sich ein elektrisches Feld, das auch auf der benachbarten Gitterzuleitung G Ladungen influenziert. Diese Wirkung kann exakt dadurch dargestellt werden, daß man sich B und G durch eine sehr kleine Kapazität C_b verbunden denkt, die bei Wechselstrom so wirkt wie ein Scheinwiderstand von der Größe $\mathfrak{R}_b = \frac{1}{j\omega C_b}$. Die Spannung $\mathfrak{E}$ verteilt sich im Verhältnis der Widerstände, so daß am Gitter eine Spannung

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{E}\,\frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b + \mathfrak{R}_g} \approx \mathfrak{E}\,\frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b} \tag{146}$$

entsteht. Beachtet man, daß die Störspannung $\mathfrak{E}$ an die 100 Volt betragen kann, die zu verstärkenden Eingangsspannungen bei hohen Verstärkungsgraden aber nur Bruchteile von Millivolt groß sind, so erkennt man, daß noch sehr erhebliche Störungen eintreten können, selbst wenn $\mathfrak{R}_g$ millionenmal kleiner als $\mathfrak{R}_b$ ist. Bei großem $\mathfrak{R}_g$ muß man daher die Röhre, die Gitterzuleitung und alle damit verbundenen Leiterteile (z. B. C_k, R_1, R_2 und A in Bild 72) äußerst sorgfältig durch eine rings herum gut schließende metallische Fläche, die mit der Kathode verbunden ist, abschirmen. Manchmal entsteht bei einer Schaltung, die beispielsweise ein wirksames $\mathfrak{R}_g = 10^5$ Ohm besitzt, unbeabsichtigt ein 1000 oder noch mehr mal größeres $\mathfrak{R}_g$ dadurch, daß eine Unterbrechung im Gitterstromkreise eintritt. Dann wird auch die Störungsanfälligkeit 1000 oder noch mehr mal so groß, und es ist erstaunlich, wie man dann bei größeren Verstärkungen oft noch Kollektorgeräusche und dgl. von Lichtleitungen hört, die in großer Entfernung vorbeilaufen.

Neben diesen Störungen durch fremde Felder ist bei sehr großem $\mathfrak{R}_g$ niemals die Rückwirkung von seiten des verstärkten Stromes zu vernachlässigen. Besitzt doch schon das Anodenblech

in der Röhre gegenüber dem benachbarten Gitter eine dann nicht zu vernachlässigende Kapazität. Hiervon wird später in § 30 noch die Rede sein. Durch derartige „Rückkopplungen" tritt bei großem $\Re_g$ außerordentlich leicht Selbsterregung ein, die Röhre arbeitet dann überhaupt nicht mehr als Verstärker, sondern als Sender, der sich selbst seinen eigenen Wechselstrom ganz unabhängig von äußeren Wechselstromquellen erzeugt. Aus diesen Gründen sind

(147) *sehr große Wechselwiderstände* $\Re_g$ *gefährlich und praktisch oft unmöglich.*

b) **Eingangstransformator. Zahlenbeispiel.** Sobald die Eingangsschaltung nicht sehr hochohmig ist, wird man bei Tonfrequenz immer einen Eingangstransformator verwenden (Bild 74). Diesem gibt man sekundär eine möglichst hohe Windungszahl, da ja die Sekundärspannung gleich der Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$ ist und diese möglichst hoch sein soll. Die Grenze ist wieder durch die natürlichen Kapazitäten C_n gegeben, die der Transformator sekundär aufladen muß, die also wie eine sekundäre Belastung wirken. Der wirksame innere Widerstand des Transformators wird mit wachsender sekundärer Windungszahl immer größer. Er darf aber nicht wesentlich größer als die sekundäre Belastung werden, weil diese sonst wie ein Kurzschluß wirkt und die Spannung zusammenbrechen läßt. Zu der natürlichen Kapazität der Röhre kommt hier noch die der Zuleitung und besonders die des Transformators selbst. Da alle diese Teile meistens nach außen zum Schutz gegen äußere Störungen metallisch abgeschirmt werden müssen, ist es schwer, die Gesamtkapazität C_n unter etwa $30\,\mu\mu$ F herunterzudrücken [1]). — Die Theorie des kapazitiv belasteten Transformators ist in Bd. I, § 17 c „Resonanztransformator" ausführlich behandelt worden. Da aber die Verhältnisse selbst in einfachen Fällen schon ziemlich verwickelt sind, seien sie an einem schematischen Zahlenbeispiel einmal quantitativ verfolgt.

---

[1]) Dazu kommt auch hier wieder die in § 30 besprochene Zusatzkapazität $C_z = (1 + \mathfrak{B})\, C_{ga}$. Der auch dem folgenden zugrunde gelegte Wert gilt also nur für Schirmgitterröhren oder für eine geringe Verstärkung $\mathfrak{B}$.

Gegeben sei ein Kohlekörner-Mikrophon M (Bild 74) mit dem inneren Widerstand $R_i = 100$ Ohm, das von der Batterie E mit einem Gleichstrom $J = 50$ mA gespeist wird. Durch Besprechen des Mikrophons treten kleine Widerstandsänderungen $\pm \Delta R_i$ auf, die eine wechselnde Spannung $U_1 = \Delta R_i \cdot J$ erzeugen. Das Mikrophon ist dann ein Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer. Für den Wechselstrom, der sich dem Gleichstrom überlagert, wirkt es so wie ein Generator von der „Leerlaufspannung" U_1 und dem inneren Widerstande R_i (vgl. Bd. I, § 18). Es ergibt sich dann die in Bild 75 gezeichnete Ersatzschaltung, wenn man beim Transformator gemäß Bd. I, § 17, Bild 102 die Sekundärkapazität C_n auf die Primärseite übersetzt und das rechnerische Übersetzungsverhältnis ü[1]) so wählt, daß die sekundäre Streuung gleich Null wird. Die Kupferverluste, d. h. der Ohmsche Widerstand $R_1 + \frac{1}{ü^2} R_2$, der in Reihe mit der Streuinduktivität sL_1 liegen würde, und die Eisenverluste, die durch einen Widerstand R_e parallel zu L_1 dargestellt werden könnten, sollen der Einfachheit halber vernachlässigt werden. Der Streufaktor s des Transformators soll 1% betragen. Dann ist praktisch $j\omega L_1 = \Re_1$ der Leerlaufwider-

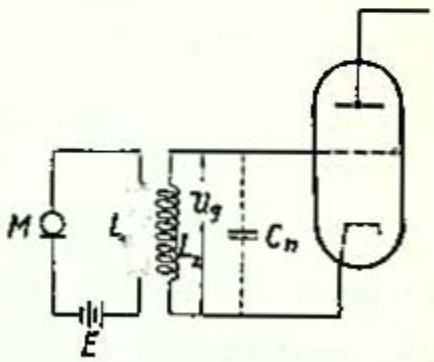

Bild 74. Mikrophon M über Eingangstransformator L_1, L_2 auf das Gitter geschaltet.

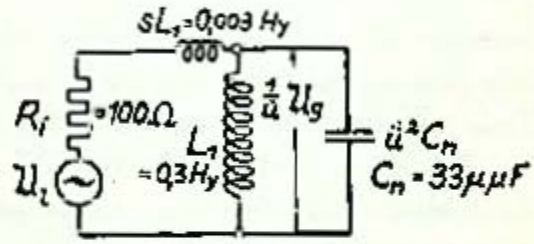

Bild 75. Ersatzschaltung für die Schaltung in Bild 74. Alles auf die Primärseite übersetzt.

[1]) Hier ist $ü \approx \frac{w_2}{w_1}$ gesetzt, also gleich dem reziproken Wert des ü in Bd. I, damit $ü > 1$ wird, wenn wie hier $w_2 > w_1$ ist.

stand, $s \cdot j\omega L_1 = \Re_k$ der Kurzschlußwiderstand des Transformators, auf der Primärseite gemessen. Es sei zunächst die primäre Windungszahl w_1 unveränderlich und zwar so groß, daß $L_1 = 0{,}3$ Hy wird. Dann ist auch $sL_1 = 0{,}003$ Hy unveränderlich. Die sekundäre Induktivität $L_2 = \ddot{u}^2 L_1$ wächst quadratisch mit $\ddot{u} = \frac{w_2}{w_1}$, d. h. mit der sekundären Windungszahl w_2. Ebenso wächst die auf die Primärseite übersetzte sekundäre Kapazität $\ddot{u}^2 C_n$ quadratisch mit $\ddot{u}$, d. h. mit w_2, ihr Scheinwiderstand $\frac{1}{\omega C_n}$ wird wie $\frac{1}{\ddot{u}^2}$ verkleinert übersetzt. In der Ersatzschaltung herrscht am Ausgang über $\ddot{u}^2 C_n$ die übersetzte Spannung $\frac{1}{\ddot{u}} \mathfrak{U}_g$, d. h. die tatsächliche Sekundärspannung $\mathfrak{U}_g$ am Gitter der Röhre ist von dem Spannungsabfall in der Streuinduktivität abgesehen $\ddot{u}$ mal größer als die Primärspannung. Bild 76 stellt dar, wie sich die tatsächliche Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$ bei gleichbleibendem $\mathfrak{U}_1$ in Abhängigkeit von der Frequenz ändert und zwar für verschiedene Übersetzungsverhältnisse, d. h. im vorliegenden Falle $L_1 = \text{const}$ bei Änderung der sekundären Windungszahlen w_2. Bei tiefen Frequenzen erfolgt unterhalb $\omega = 320$ ein Abfall der Spannung proportional zu ω, weil dann $\omega L_1 < R_i$ wird, der Generator (das Mikrophon) durch den zu kleinen Leerlaufwiderstand $\Re_i$ des Transformators mehr und mehr kurzgeschlossen wird. Es gilt die Darstellung von Bild 64 für $\Re_i < R_i$ und zwar für $\varphi = 90°$. Bei kleineren Übersetzungsverhältnissen $\ddot{u}$ folgt dann für höhere Frequenzen, für die $\omega L_1 > R_i$ ist, ein weiter Frequenzbereich, in dem die Spannung $\mathfrak{U}_g$ völlig konstant bleibt und zwar gleich $\ddot{u}\mathfrak{U}_1$. Der Strom durch L_1 und durch $\ddot{u}^2 C_n$ ist so klein, daß er in R_i und sL_1 praktisch keinen Spannungsabfall hervorruft. Mit wachsender Frequenz ist der Strom durch L_1 immer mehr zu vernachlässigen; es wächst aber der kapazitive Ladestrom und wenn $\frac{1}{\ddot{u}^2 \omega C_n} < R_i$ oder $< s\omega L_1$ wird, muß die Spannung über $\ddot{u}^2 C_n$ mit wachsender Frequenz stark abfallen. Bei kleinem

ü tritt das erst bei großem ω ein, so daß dort $s\omega L_1 > R_i$ ist. Man erhält dann durch die Reihenresonanz zwischen sL_1 und $ü^2 C_n$ zunächst eine ϱ-fache Spannungserhöhung $U_g = \varrho \cdot ü\, U_i$, wobei $\varrho = \frac{s\omega L_1}{R_i}$ ist. Bei großem ü tritt die Resonanz aber bei entsprechend tieferen Frequenzen ein, und wenn dann

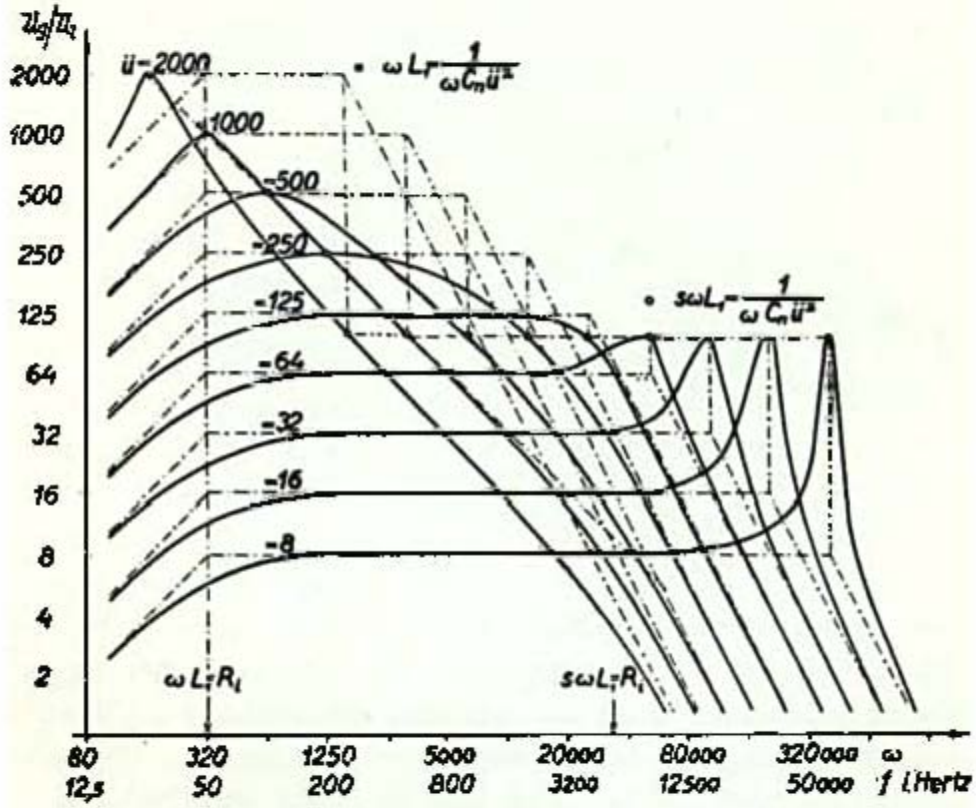

Bild 76. Gitterspannung U_g in Abhängigkeit von der Frequenz für einen Eingangstransformator nach Bild 74. Dessen Übersetzung ü durch Änderung der sekundären Windungszahlen geändert.

dort $R_i > s\omega L_1$ ist, d. h. die Resonanz unterhalb $\omega = 32\,000$ liegt, wird $\varrho < 1$, d. h. es tritt in den Resonanzstellen ein Absinken der Spannung ein. Dies Absinken beginnt dann schon dort, wo $\frac{1}{ü^2 \omega C_n} < R_i$ wird, aber mit einem Abfall proportional $\frac{1}{\omega}$, während weit über der Resonanz der Abfall pro-

portional $\frac{1}{\omega^2}$ erfolgt, weil der „Vorschaltwiderstand" $s\omega L_1$ auch proportional ω größer wird. Die Resonanzstellen sind in Bild 76 durch Kreise markiert. Sie ergeben für alle ü die gleiche Spannung $\mathfrak{U}_g = 100\,\mathfrak{U}_1$. Bei sehr großem ü macht sich auch die Parallelresonanz zwischen L_1 und $ü^2 C_n$ bemerkbar, besonders dann, wenn sie so tief liegt, daß dort $\omega L_1 < R_1$ ist. Bei der Parallelresonanz heben sich die Ströme durch L_1 und $ü^2 C_n$ gegenseitig auf, der Kombinationswiderstand wird bei Vernachlässigung der Verluste unendlich groß, so daß dann genau $\mathfrak{U}_g = ü\,\mathfrak{U}_1$ wird. Auch diese Resonanzstellen sind für großes ü durch Punkte in Bild 76 markiert. Sie liegen alle auf einer proportional $\frac{1}{\omega}$ abfallenden Geraden.

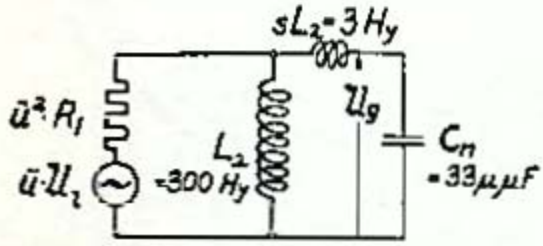

Bild 77. Ersatzschaltung für die Schaltung von Bild 74. Alles auf die Sekundärseite übersetzt.

Praktisch lassen sich freilich so hohe Übersetzungsverhältnisse, daß dort eine einigermaßen scharfe Resonanz eintritt, kaum mehr herstellen. Für ü = 1000 müßte ja $L_2 = 0{,}3 \cdot 10^6$ Hy und $w_2 = 1000\,w_1$ werden. So hohe Windungszahlen lassen sich selbst mit den dünnsten Drähten auf Transformatoren normaler Größe nicht mehr unterbringen. Der gezeichnete Kurvenlauf hat aber praktisch noch eine Bedeutung für den Fall, daß die Kapazität C_n erheblich größer als 33 $\mu\mu$ F ist, z. B. infolge der in § 30 zu besprechenden Wirkung der Gitteranodenkapazität oder für den Fall, daß ein wirklicher Kondensator zu der natürlichen Kapazität hinzugeschaltet wird. Daraus, daß in die Ersatzschaltung von Bild 74 nur das Produkt $ü^2 C_n$ eingeht, folgt der Satz:

(148) *Eine a-mal größere Kapazität* C_n *ergibt bei einer* $\sqrt{a}$*-mal kleineren Windungszahl* w_2 *den gleichen Frequenzgang. Die Sekundärspannung* $\mathfrak{U}_g$ *wird dann aber überall* $\sqrt{a}$*-mal kleiner.*

Dieser Satz zeigt deutlich, wie sehr es darauf ankommt, C_n klein zu halten.

Bild 78 zeigt die Änderung des Frequenzganges, wenn man die primäre Windungszahl w_1 verändert, dagegen w_2 konstant hält. w_2 ist so groß gewählt wie in Bild 76 für $\ddot{u} = 32$. Für dieses Übersetzungsverhältnis sind also die Kurven in beiden

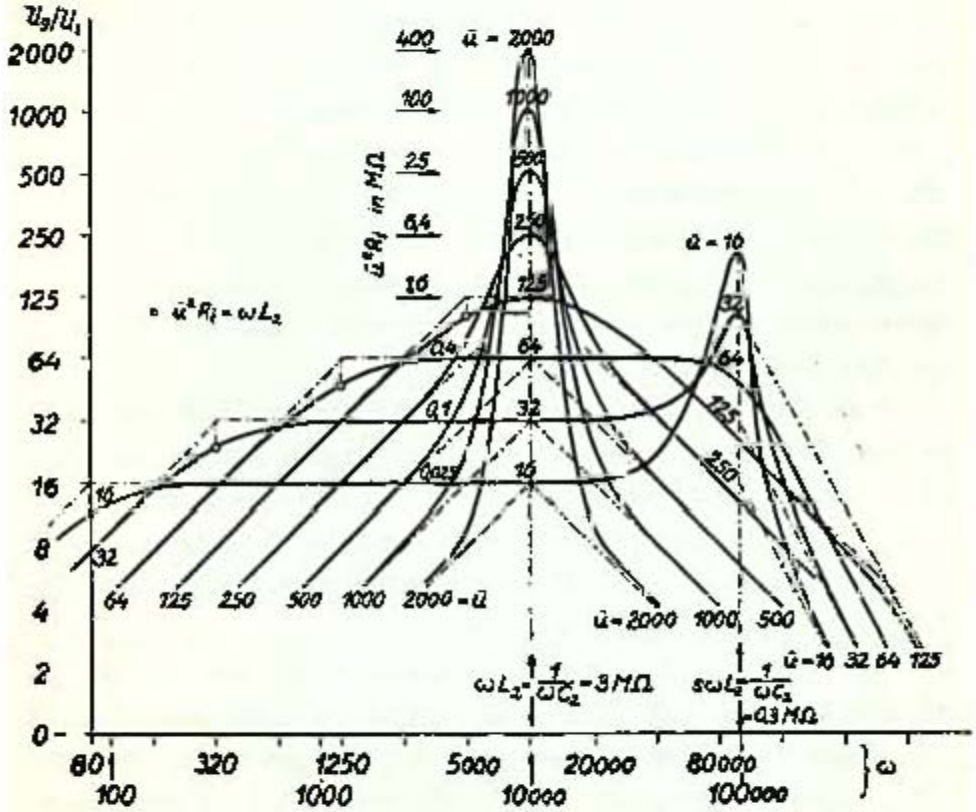

Bild 78. Wie Bild 76, nur Übersetzung ü durch Änderung der primären Windungszahlen geändert.

Bildern identisch. Das bedeutet, es ist $L_2 = 32^2 \cdot L_1 = 300$ Hy angenommen. In diesem Falle übersetzt man zweckmäßig alle Größen auf die Sekundärseite und erhält dann die in Bild 77 gezeichnete Ersatzschaltung. Die Parallelresonanz $\omega L_2 = \dfrac{1}{\omega C_n}$ liegt fest bei $\omega = 10\,000$, die Reihenresonanz $s\omega L_2 = \dfrac{1}{\omega C_2}$

fest bei $\omega = 100000$. Die erstere wird nur wirksam, falls der „Parallelwiderstand" $\ddot{u}^2 R_i$ groß gegen $\omega L_2 = 3\,M\Omega$ ist, d. h. bei großem ü, kleiner primärer Windungszahl. Die letztere wird umgekehrt nur wirksam, falls der „Reihenwiderstand" $\ddot{u}^2 R_i$ klein gegen $s\omega L_2 = 0{,}3\,M\Omega$ ist, d. h. bei kleinem ü, großer primärer Windungszahl. Das ist aus den Kurven in Bild 78 sehr deutlich zu ersehen. Die Spitzen der Resonanzkurven wachsen wegen der hier vernachlässigten Kupfer- und Eisenverluste des Transformators bei der Parallelresonanz mit wachsendem ü, bei der Reihenresonanz mit abnehmendem ü immer weiter an. Praktisch werden sie aber durch die Verluste mehr oder weniger abgeflacht, eine bestimmte Resonanzüberhöhung ϱ kann nicht überschritten werden. Im übrigen ändern die vernachlässigten Verluste an dem Verlauf der Kurven nichts wesentliches. Experimentell aufgenommene Kurven zeigen in der Tat den gleichen Charakter.

Das Absinken der Kurven am Anfang in Richtung nach tieferen Frequenzen erfolgt dadurch, daß ωL_2 kleiner als $\ddot{u}^2 R_i$ wird, beginnt also bei um so höheren Frequenzen, je größer ü, d. h. je kleiner die primäre Windungszahl w_1 gemacht wird. Die Bedingung $\omega L_2 = \ddot{u}^2 R_i$ ist gleichbedeutend mit $\omega L_1 = R_i$. Zusammenfassend ergibt sich folgendes:

(149) *Soll ein bestimmter Frequenzbereich von ω_u bis ω_o gleichmäßig gut übertragen werden, so wähle man die primäre Induktivität L_1 so groß, daß für die tiefste zu übertragende Frequenz $\omega_u L_1 \geqq R_i$ wird. Das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = \frac{w_2}{w_1}$ wähle man so, daß für die höchste zu übertragende Frequenz $\frac{1}{\omega_o C_a} \geqq \ddot{u}^2 R_i$, aber auch $\geqq \ddot{u}^2 s\omega_o L_1$ wird.*

Aus $\omega_u L_1 \approx R_i \approx s\omega_o L_1$ folgt

$$\frac{\omega_u}{\omega_o} = \frac{f_u}{f_o} \approx s\,.$$

Das ist ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Transformatorstreuung s und gut zu übertragendem Frequenzbereich f_u und

f_0 wie in (143), wo sekundär ein Ohmscher Widerstand lag. Macht man die Streuung s (oder auch L_1) so groß, daß für die höchste zu übertragende Frequenz $s\omega_0 L_1 = R_i$ wird, so tritt für diese Frequenz gerade noch kein Spannungsabfall ein. Praktisch macht man oft s etwas größer, so daß die Spannung durch Reihenresonanz im obersten Bereiche etwas höher wird. Man kann dadurch einen günstigen Ausgleich, eine „Entzerrung", schaffen, wenn die sonstigen Apparate bei den höchsten Frequenzen ungünstig arbeiten. Vgl. § 34a Bild 111.

In dem gleichmäßig übertragenen Frequenzbereich besitzt der Transformator von der Gitterseite aus gesehen für alle Frequenzen einen wirksamen Widerstand $\Re_g = \ddot{u}^2 R_i$ [1]). Die Größe dieses Widerstandes ist ein Maß für die Anfälligkeit der Gitterseite gegen äußere Störungen. Die Bedingung $\frac{1}{\omega_0 C_n} = \ddot{u}^2 R_i$ entspricht der Widerstandsanpassung von R_i an $\frac{1}{\omega_0 C_n}$ durch den Transformator. Für $f_0 = 10000$ Hz wird $\frac{1}{\omega_0 C_n} = 0{,}5 \cdot 10^6$ Ohm, also ist eine Übersetzung $\ddot{u} = \sqrt{\frac{0{,}5 \cdot 10^6}{100}} = 70$ zulässig. Begnügt man sich mit $f_0 = 2500$ Hz, so wird $\frac{1}{\omega_0 C_n} = 2 \cdot 10^6$ Ohm und man kann $\ddot{u} = 140$ machen, erhält also eine doppelt so hohe Gitterspannung U_g, freilich auch ein 4mal so großes $\Re_g$. Daraus folgt:

(150) *Je tiefer die höchste zu übertragende Frequenz ω_0 ist, ein desto höheres Übersetzungsverhältnis* ü *kann man anwenden, ein desto höherer Verstärkungsgrad ist also zu erzielen, freilich nur auf Kosten der Störanfälligkeit* $\Re_g$.

---

[1]) Außerhalb dieses Bereiches besitzt $\Re_g$ nahezu den gleichen Frequenzgang wie die in Bild 76 und 78 dargestellte Verstärkung U_g/U_1. Überall wo diese hohe Resonanzspitzen hat, wird auch $\Re_g$ durch Parallelresonanz entsprechend groß, wo sie absinkt, entsprechend klein. Das läßt sich auch aus der Vierpoltheorie ableiten.

§ 29. Die Zwischenschaltung.

Eine der praktisch wichtigsten Schaltungen besteht darin, daß der durch eine Röhre verstärkte Anodenstrom dem Gitter einer zweiten Röhre zwecks weiterer Verstärkung zugeführt wird. Diese Schaltung umfaßt gewissermaßen die beiden in § 27 und 28 behandelten Probleme gleichzeitig, indem die Ausgangsseite der ersten Röhre zugleich die Eingangsseite der folgenden Röhre bildet. Da ferner in diesem Falle die Verhältnisse besonders klar und eindeutig liegen, soll diese Schaltung etwas ausführlicher behandelt werden.

Gegeben sei die Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_{g_1}$ der ersten Röhre (Bild 79). Diese erzeugt einen Anodenstrom $\mathfrak{J}_{a_1}$, der in dem

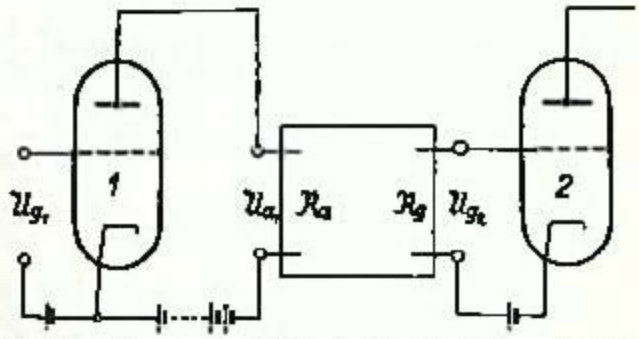

Bild 79. Allgemeines Prinzip der Zwischenschaltung.

äußeren Widerstande $\mathfrak{R}_{a_1}$ des Anodenkreises die Spannung $\mathfrak{U}_{a_1}$ hervorruft. Diese wird irgendwie durch einen „Vierpol" dem Gitter der zweiten Röhre zugeführt und erzeugt dort die Spannung $\mathfrak{U}_{g_2}$. Das Verhältnis

$$V = \frac{\mathfrak{U}_{g_2}}{\mathfrak{U}_{g_1}} = \textit{Spannungsverstärkung}\,^{1})$$

soll möglichst groß werden und zwar entweder möglichst gleichmäßig für einen weiten Frequenzbereich (Tonfrequenzverstärker), oder möglichst ungleichmäßig nur für einen sehr engen Frequenzbereich (Hochfrequenzverstärker).

---

[1]) Genau genommen ist V ein Vektor und müßte als solcher mit $\mathfrak{V}$ bezeichnet werden. Vgl. z. B. den Zusammenhang zwischen V und $\mathfrak{V}$ in § 30. Es kommt hier aber nur auf den absoluten Betrag an.

a) Transformator-Kopplung. Für diese (Bild 80) gelten genau die soeben in § 28b abgeleiteten Bedingungen. Denn auch die Röhre ist ja aufzufassen als ein Generator mit der Leerlaufspannung $U_l = \frac{U_{g_1}}{D}$ und dem phasenreinen inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$. Die Ersatzschaltungen Bild 75 und 77 sind daher (mit geänderten Zahlwerten) auch hier anwendbar, ebenso der in Bild 76 und 78 gezeichnete Frequenzgang. Um

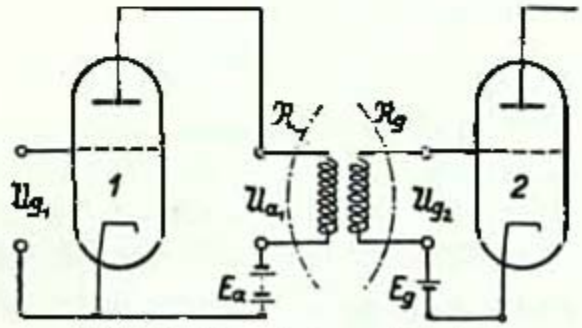

Bild 80. Transformatorkopplung.

eine gleichmäßige Verstärkung in dem (großen) Frequenzbereich von ω_u bis ω_o zu erzielen, muß man also die Primärinduktivität L_1 so groß wählen, daß $\omega_u L_1 \geqq R_i$ wird, das Übersetzungsverhältnis ü so, daß $\frac{1}{\omega_o C_n} \geqq ü^2 R_i$ wird, und schließlich die Streuung s so, daß $s\omega_o L_1 \leqq R_i$ wird[1]). Dann wird praktisch in dem ganzen Frequenzbereich von ω_u bis ω_o

[1]) Das sind eine Reihe von Bedingungen, die für eine hochwertige Musikübertragung, d. h. einen großen konstanten Frequenzbereich ω_u bis ω_o praktisch ziemlich schwer zu erfüllen sind. Man bedenke, daß die natürlichen Kapazitäten C_n nur der Größenordnung nach festliegen, sich oft schon durch einfaches Umpolen desselben Transformators um 100 %, d. h. wie 1 : 2 ändern! Auch die Induktivitäten L_1 und L_2 sowie die Streuung s ändern sich bei Eisenkernen mit der Vormagnetisierung durch den Anodengleichstrom J_a und besonders mit der Amplitude des Wechselstromes $\mathfrak{J}_a$ recht beträchtlich. Der innere Widerstand R_i der Röhre wechselt nicht nur mit der Röhrentype, sondern hängt auch vom Arbeitspunkt, d. h. von der Höhe der Anodenspannung ab. Ein Trans-

$$\mathfrak{U}_{g_2} = \ddot{u}\,\mathfrak{U}_i = \ddot{u}\,\frac{\mathfrak{U}_{g_1}}{D}$$

$$V = \frac{\mathfrak{U}_{g_2}}{\mathfrak{U}_{g_1}} = \frac{\ddot{u}}{D} = \sqrt{\frac{S}{D}\cdot\mathfrak{R}_g} \tag{152}$$

$$\mathfrak{R}_g = \ddot{u}^2 R_i \leqq \frac{1}{\omega_0 C_a} = \text{wirksamer Gitterwider-} \tag{153}$$

stand der Zwischenschaltung von der zweiten Röhre aus gesehen.

Die Spannungsverstärkung ist um so größer, je größer (154) *die Güte der ersten Röhre* $G_r = S/D$ *ist und je größer der wirksame Gitterwiderstand* $\mathfrak{R}_g$ *der Schaltung gewählt wird.*

Für $S = 1$ mA/V, $D = 10\,\%$, also $S/D = 10^{-2}$ und $R_i = 10^4$ Ohm für die erste Röhre ergibt sich

für	$\mathfrak{R}_g =$	10^7	10^6	10^5	10^4 Ohm
(155)	$\ddot{u} =$	32	10	3,2	1
	$V =$	320	100	32	10 fach.

Setzt man wieder $C_a = 30$ cm, so wird für $f_0 = 10\,000$ Hz wieder $1/\omega_0 C_a = 5 \cdot 10^5$ Ohm. Will man ein gleich großes $\mathfrak{R}_g$ zulassen, so wird $\ddot{u} = 7$; $V = 70$. So hohe Werte sind aber nur zulässig, wenn man an zweiter Stelle eine Schirmgitterröhre verwendet (oder eine Eingitterröhre mit großem Durchgriff und geringer Anodenbelastung $\mathfrak{R}_a$). Andernfalls wird durch die in § 30 zu besprechende Wirkung von C_{ga} der zweiten Röhre die wirksame natürliche Kapazität C_a erheblich vergrößert. Wird sie verdoppelt, also $1/\omega_0 C_a = 2{,}5 \cdot 10^5$ Ohm, so könnte man in

---

formator, der in dem einen Falle sehr günstig arbeitet, kann in einem anderen Falle eine starke Frequenzabhängigkeit zeigen. Praktisch mißt man am besten unmittelbar den Frequenzgang von V und zwar unter genauer Einhaltung der jeweils vorhandenen Verhältnisse, z. B. auch der Anodenbelastung der zweiten Röhre in Rücksicht auf die in § 30 besprochene C_{ga}-Wirkung. Die Messung von V kann beispielsweise geschehen durch Vergleich der Spannungen, die man einmal dem Gitter der ersten Röhre ($\mathfrak{U}_{g_1}$) und ein andermal dem Gitter der zweiten Röhre ($\mathfrak{U}_{g_2}$) zuführen muß, um in beiden Fällen die gleiche Wirkung im Anodenkreise der zweiten Röhre zu erhalten. Ist der Frequenzgang fehlerhaft, so wird man durch Vergleich mit dem in Bild 76 und 78 gezeichneten Kurven unschwer die Ursache für den Fehler erkennen.

Rücksicht auf den Frequenzgang bis $\ddot{u} = 5$, $V = 50$ gehen, wird aber aus Gründen der Pfeifsicherheit lieber etwas tiefer bleiben, etwa $\Re_g = 10^5$, $\ddot{u} = 3{,}2$, $V = 32$ wählen. Verwendet man an erster Stelle eine Schirmgitterröhre, so erhöht sich infolge des etwa 10mal kleineren Durchgriffs ($D \approx 1\,\%$) bei gleicher Steilheit die Güte der Röhre um etwa das 10fache. Es wird $R_i = 10^5$ Ohm, daher $\ddot{u} = 1$ und $V = 100$ für $\Re_g = 10^5$ Ohm und $\ddot{u} = 2{,}2$, $V = 220$ für $\Re_g = 5 \cdot 10^5$ Ohm. Der Transformator muß bei einer Schirmgitterröhre mit 10mal kleinerem Durchgriff eine $\sqrt{10} = 3{,}2$mal höhere primäre Windungszahl erhalten bei gleicher Sekundärwicklung.

Die für die erste Stelle am besten geeignete Eingitterröhre ist nach den in § 6b angegebenen Richtlinien so auszuwählen, daß die Güte der Röhre $G_r = S/D$ möglichst groß wird. Es ist ja der äußere Wiederstand $\Re_a$ nicht fest gegeben, sondern kann durch geignete Wahl des Übersetzungsverhältnisses ü jede beliebige Größe erhalten. Nicht $\Re_a$, sondern $\Re_g = \ddot{u}^2 R_i$ ist praktisch vorgeschrieben, nämlich durch die Bedingung $\Re_g \leqq \frac{1}{\omega_0 C_a}$. Nach der Tafel I in § 6b ergibt sich für eine negative Gittervorspannung $U_g = -2\,V$ etwa $S_{opt} = 0{,}7 \cdot 10^{-3}$ und $D_{opt} = 7\,\%$ für $E_a = 100\,V$, dagegen $D_{opt} = 3{,}5\,\%$ für $E_a = 200\,V$, d.h. eine Güte $G_r = 10^{-2}$ bzw. $2 \cdot 10^{-2}$. Für größere negative Vorspannung U_g wächst D_{opt} mehr als S_{opt}, so daß G_r etwas kleiner wird. — Praktisch lassen sich alle die hier berechneten optimalen Werte natürlich nicht genau verwirklichen, weil man nicht für jeden Einzelfall besondere Röhren- und Transformatorentypen genau berechnen und herstellen kann. Die angegebenen Zahlenwerte sollen nur zur Veranschaulichung der inneren physikalischen Zusammenhänge dienen.

b) Widerstandskopplung. Bei dieser (Bild 81) verzichtet man auf eine Übersetzung ü und kann dann die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_{a_1}$ der ersten Röhre unmittelbar dem Gitter der zweiten Röhre zuführen. Es ist dann

$$\mathfrak{U}_{g_2} = \mathfrak{U}_{a_1}. \tag{156}$$

Man muß nur in die Verbindungsleitung einen Kopplungskondensator C_k einschalten, um die stark verschiedenen Gleichspannungen U_{a_1} und U_{g_2} voneinander zu trennen. Es macht praktisch keine Schwierigkeit, C_k so groß zu machen, daß die Wechselspannung ungehindert durchgeht (vgl. später). Die Gleichspannungen führt man über die Ohmschen Widerstände R_1 und R_2 zu[1]). Die Größe von R_1 bestimmt sich nach den in § 6d angegebenen Richtlinien. Vgl. dort besonders Tafel III.

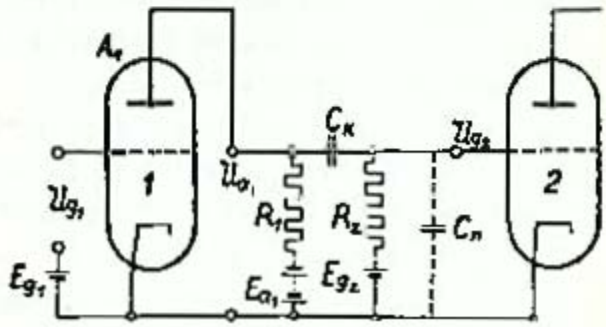

Bild 81. Widerstandskopplung.

Es muß einerseits R_1 möglichst groß gegen das R_i der ersten Röhre sein, damit U_{a_1} nahezu die volle „Leerlaufspannung" $\frac{U_{g_1}}{D}$ erreicht, anderseits bedingt aber größeres R_1 eine Verlagerung des Arbeitspunktes auf den unteren Teil der Kennlinie, wodurch das R_i der Röhre größer wird. Theoretisch überwiegt stets der erstere Einfluß; praktisch geht man aber

(157) *ungern über* $R_1 = 5 \cdot 10^5$ *Ohm hinaus,*

[1]) Man kann statt des Widerstandes R_1 auch eine Drosselspule verwenden. Das hat den Vorteil, daß dann praktisch der Gleichspannungsabfall $J_a R_2$ fortfällt, der den Arbeitspunkt auf der Kennlinie ungünstig verlagert. Die Wirkung einer Drosselspule ist in jeder Beziehung dieselbe wie die eines Transformators ohne Streuung mit dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = 1$. Das zeigt am besten ein Vergleich mit den Ersatzschaltungen Bild 75 und 77. Den kleinen, billigen Widerstand R_2 durch eine wesentlich größere, teuere Drosselspule zu ersetzen, liegt kein Anlaß vor, zumal mit den größeren Abmessungen der Drosselspule noch eine entsprechend größere natürliche Kapazität verbunden ist. Da bei negativer Gittervorspannung R_2 stromlos ist, tritt ein Spannungsabfall $R_2 J_2$ nicht ein.

weil sonst auch R_1 und damit $\mathfrak{R}_g$ zu groß wird (vgl. später) und die Einstellung gegen Kontaktpotentiale und sonstige kleine Verlagerungen der Gittervorspannung zu empfindlich wird. Außerdem ist zu beachten, daß als wirksames $\mathfrak{R}_g$ für den Wechselstrom nicht nur R_1, sondern die Parallelschaltung von R_1 und R_2 in Rechnung zu setzen ist, wozu dann bei höheren Frequenzen noch die Ableitung durch die natürlichen Kapazitäten C_n kommt. Vgl. Bild 82. Der „Gitterableitewiderstand" R_2 stellt für den Wechselstrom nur eine unnötige Belastung dar, sollte daher möglichst groß gemacht werden. Es genügt aber, wenn er groß gegenüber dem R_i der ersten Röhre ist. Da nun R_1 schon ziemlich groß gegen R_i ist, genügt es, wenn man

(158) R_2 *etwa 2 bis 4 mal größer als* R_1

macht. Ein zu großes R_2 führt bei der zweiten Röhre leicht zu Instabilitäten, einer Verlagerung der Gitterspannung bei nicht vollkommenem Vakuum oder infolge einer Gleichrichterwirkung; über 2 bis $3 \cdot 10^6$ Ohm geht man daher ungern hinaus.

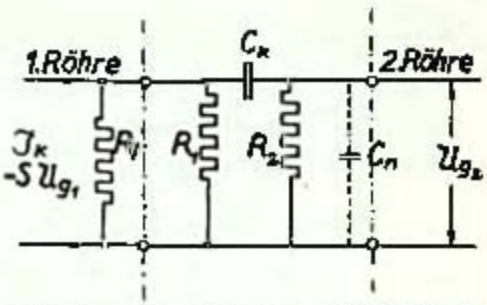

Bild 82. Ersatzschaltung für Bild 81.

Das wirksame $\mathfrak{R}_g$, das als Maß für die Störungsanfälligkeit der Gitterzuleitung dienen kann, ist gleich der Parallelschaltung von R_i, R_1 und R_2. Vgl. die Ersatzschaltung Bild 82. Solange R_1 und R_2 groß gegen R_i bleiben, ist also praktisch $\mathfrak{R}_g$ gleich dem R_i der ersten Röhre, also je nach dem Arbeitspunkt und dem Durchgriff der Röhre etwa 10 000 bis 100 000 Ohm groß. Die Störungsanfälligkeit wäre bei der Widerstandskopplung $ü^2$-mal geringer als bei der Kopplung durch einen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis ü, wenn bei ihr nicht durch die Verlagerung des Arbeitspunktes (kleineres S) und durch die Wahl einer Röhre mit kleinerem Durchgriff D im allgemeinen R_i erheblich größer wäre. Die folgende Übersicht läßt die Verhältnisse am besten erkennen.

(159)

		Transformator-kopplung	Widerstands-kopplung	
Verstärkung	$\frac{U_{g_2}}{U_{g_1}}$	$V = \frac{\ddot{u}}{D}$	$V' = \frac{1}{D'}$	$D' \leqq D$
Störanfälligkeit	$\Re_g$	$\ddot{u}^2 R_i = \ddot{u} \cdot \frac{V}{S}$	$R_i' = \frac{V'}{S'}$	$S' \leqq S$

Macht man D' ü-mal kleiner als D, so erhält man gleichen Verstärkungsgrad $V' = V$. Würde dabei auch S' ü-mal kleiner als S, so wäre auch die Störanfälligkeit in beiden Fällen gleich groß.

Die Formel $V' = 1/D'$ setzt voraus, daß $\Re_a$ groß gegen R_i ist. Man kann die genaue Formel

$$V = \frac{1}{D + \frac{1}{S\,\Re_a}} = \frac{S}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{\Re_a}}$$

auf einen sehr einfachen Ausdruck bringen, wenn man beachtet, daß $\Re_g$ gleich der Parallelschaltung von $\Re_a$ und R_i ist, solange der Überbrückungskondensator C_k als Kurzschluß zu betrachten ist. Es wird dann genau

(160) $V = S \cdot \Re_g$; $\quad \Re_g = \Re_a \parallel R_i$;

$$\frac{1}{\Re_g} = \frac{1}{\Re_a} + \frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + j\omega C_a.$$ Vgl. Bild 82.

Die Spannungsverstärkung V *ist gleich der (durch Verlagerung des Arbeitspunktes stark verminderten) Steilheit* S *der ersten Röhre mal dem gesamten wirksamen Widerstand* $\Re_g$ *der Zwischenschaltung vom Gitter der zweiten Röhre aus gesehen, der auch den inneren Widerstand* $R_i = 1/SD$ *der ersten Röhre mit einschließt.*

Diese Formel gilt auch noch unter Berücksichtigung der natürlichen Kapazitäten einschließlich der Wirkung der in § 30 zu besprechenden Gitteranodenkapazität, falls man diese in $\Re_a$ und somit in $\Re_g$ mit einbezieht. Das ist aber erforderlich, damit $\Re_a$ seine Definition als das Verhältnis U_a/J_a beibehält. Diese Formel stellt auch quantitativ die Abnahme von V bei höheren Frequenzen durch den kapazitiven Nebenschluß dar, der $\Re_g$ mit wachsender Frequenz immer mehr verkleinert. Der Durch-

griff fällt aus der Formel nur scheinbar heraus; er ist darin indirekt enthalten, indem $R_i = 1/SD$ einen wesentlichen Bestandteil von $\mathfrak{R}_g$ bildet, so lange $\mathfrak{R}_a$ groß gegen R_i bleibt.

Bei etwas höheren Frequenzen machen sich auch hier wieder die natürlichen Kapazitäten störend bemerkbar. Die Spulenkapazität des Transformators fällt hier zwar weg, dafür muß aber (vgl. Bild 81) das Anodenblech der ersten Röhre, die Zuleitung durch deren Sockel, die Anschlußstelle und der obere Teil des Widerstandskörpers von R_1, der Kopplungskondensator C_k als Ganzes, die weitere Zuleitung und der obere Teil von R_2 nebst der Zuleitung durch den Sockel der zweiten Röhre und deren Gitter auf die Wechselspannung $\mathfrak{U}_{a_1} = \mathfrak{U}_{g_2}$ mit aufgeladen werden. Auch wenn man alle diese Teile möglichst klein hält, ergibt sich doch meist eine Gesamtkapazität von ähnlicher Größe, nämlich $C_a \geqq 30$ cm, und zwar wieder nur, falls die in § 30 besprochene Wirkung von C_{ga} klein ist. Dieser Kapazität entspricht wieder bei einer Frequenz $f_o =$ 10000 Hz ein scheinbarer Widerstand $\frac{1}{\omega_o C_a} \leqq 500000$ Ohm. Für die Verstärkung dieser Frequenz wäre es also zwecklos und wegen der damit verbundenen Vergrößerung von R_i sogar schädlich, R_1 wesentlich größer als 500000 Ohm zu machen.

Die günstigsten Verhältnisse bezüglich der ersten Röhre ergeben sich wieder aus den Betrachtungen in § 6. Aus der dortigen Tafel III für mit $E_a = 200$ Volt betriebene Eingitterröhren folgt, daß man für $U_g = -2$ Volt am besten eine Röhre mit $D_{opt} =$ 1,28 % wählen und R_1 ($= R_{a\,min}$) etwa gleich $2 \cdot 10^6$ Ohm groß machen soll. Es stellt sich dann ungefähr ein Arbeitspunkt mit $R_i = 0{,}5 \cdot 10^6$ Ohm ein. Gemäß (158) macht man etwa $R_2 = 6 \cdot 10^6$ Ohm. Für tiefe Frequenzen ist dann $\mathfrak{R}_a = R_1 \parallel R_2 = \frac{2 \cdot 6}{2+6} = 1{,}5 \cdot 10^6$ Ohm und die Spannungsverstärkung

$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + R_i/\mathfrak{R}_a} = 78 \cdot \frac{1}{1 + 1/3} = 58{,}5.$$

Für die obere Frequenz f_o ist bei den oben gemachten Zahlwerten angenähert $\mathfrak{R}_a = \frac{1}{j\omega_o C_a} = -j\,500000$ Ohm daher

$$V_0 = 78 \frac{1}{1 \widehat{+} 1} = 78 \frac{1}{\sqrt{2}} = 55,$$

also praktisch ebenso groß. Für höhere Frequenzen fällt dann V erst langsam, dann proportional $\frac{1}{\omega}$ ab. Für die Störanfälligkeit ist maßgebend der Widerstand

$$\Re_g = R_i \parallel R_1 \parallel R_2 = 0{,}375 \cdot 10^6 \text{ Ohm}.$$

Bei der Transformatorkopplung wurde

$$V = 70, \text{ für } \Re_g = 0{,}5 \cdot 10^6 \text{ Ohm erreicht.}$$

Das entspricht

$$V = 70 \sqrt{\frac{0{,}375}{0{,}5}} = 60{,}5 \text{ für } \Re_g = 0{,}375 \cdot 10^6 \text{ Ohm}.$$

Wie zu erwarten, ist *die Widerstandskopplung bei gleicher Wahl der praktisch sich entsprechenden Bedingungen ebenso günstig.* Eingitterröhren mit 1 % Durchgriff sind freilich im Handel schwer zu erhalten. Steht nur eine Röhre mit D = 3,5 % zur Verfügung, so macht man zweckmäßig etwa $R_1 = 0{,}5 \cdot 10^6$, $R_2 = 2 \cdot 10^6$; es wird dann etwa

$$R_i = 0{,}1 \cdot 10^6 \text{ Ohm}; \quad V = 23.$$

Bei etwa der halben Verstärkung erhält man eine etwa 4mal so große Stabilität und eine Konstanz der Verstärkung bis zu 4mal so hohen Frequenzen oder bei gleicher oberer Frequenz von 10000 Hz bis zu 4mal so großen natürlichen Kapazitäten. $C_a = 4 \cdot 30 = 120$ cm ist ein Wert, der praktisch nicht selten vorkommt, besonders wenn das von dem C_{ga} der zweiten Röhre herrührende C_z (vgl. § 30) groß ist. Im wesentlichen gilt also auch hier die Beziehung (152), nach der V proportional $\sqrt{\Re_g}$ ist. Man bringt hier nicht R_i mittelbar durch eine Übersetzung, sondern unmittelbar durch geeignete Wahl von D auf den gewünschten maximal zulässigen Betrag $\Re_g$.

Bei Schutznetz- oder Schirmgitterröhren ist der innere Widerstand R_i meist so groß, daß sich eine Übersetzung ü durch einen Transformator nicht lohnt. Ist R_i größer als das zulässige $\Re_g$, so muß R_1 den zulässigen Wert $\Re_g$ erhalten, also kleiner

als R_1 gemacht werden. Genauer muß wieder $R_i \parallel R_1 \parallel R_2 = \mathfrak{R}_g$ gemacht werden. Für die Verstärkung gilt auch hier $V = S\mathfrak{R}_g$. Der Vorteil der Schirmgitterröhre besteht also bei vorgeschriebenem $\mathfrak{R}_g$ nur darin, daß man durch das positive Schirmgitter den Arbeitspunkt auf der Kennlinie auch bei großem R_i, also starkem Abfall der Anodenspannung, in das Gebiet größerer Steilheit S verlegen kann. Das ist freilich nur bei Röhren mit drittem „Brems-Gitter", Penthoden möglich (vgl. Bd. I, § 12c). Bei gewöhnlichen Doppelgitterröhren darf die Anodenspannung in Rücksicht auf die Sekundärelektronen nicht unter die Schirmgitterspannung sinken, so daß sie an der Stelle des Schirmgitters auch die gleiche Verschiebung auf der Kennlinie bewirken würde. Auch dann kommt noch ein gewisser Vorteil dadurch zustande, daß bei großem R_i der Widerstand R_1 kleiner gewählt werden muß, um gleiches $\mathfrak{R}_g$ zu erzielen; kleineres R_1 ergibt aber auch kleineren Abfall der Anodenspannung. Praktisch wird man außerdem oft Schutznetzröhren verwenden, weil Eingitterröhren mit sehr kleinem Durchgriff, wie er besonders bei großem $\mathfrak{R}_g$ erwünscht ist, nicht im Handel sind. Alles dies bezieht sich auf die Röhre an erster Stelle, für die $\mathfrak{R}_g$ auf der Anodenseite liegt. Es ist für die Anodenseite gleichgültig, ob es eine Schutznetz- oder eine Schirmgitterröhre mit elektrostatischer Abschirmung ist. Im Gegensatz dazu kommt es bei der zweiten Röhre, bei der $\mathfrak{R}_g$ auf der Gitterseite liegt (ebenso bei der ersten Röhre in Bezug auf deren hier nicht behandelte Gitterseite) nur auf deren Gitteranodenkapazität an, die nur bei Schirmgitterröhren abgeschirmt ist (vgl. § 30).

Es gibt auch bei der Widerstandskopplung eine untere Frequenz, unterhalb der die übertragene Spannung absinkt. Die Ursache dafür ist die Kopplungskapazität C_k. Diese bildet für den Strom durch R_2 einen Vorschaltwiderstand, der aber erst dann wirksam wird, wenn der Scheinwiderstand $1/\omega C_k$ der Größenordnung nach gleich R_2 wird. (Genauer kommt es auf R_2 in Reihe mit $R_i \parallel R_1$ an, wie man aus Bild 82 unschwer erkennt.) Bei Gleichheit der beiden Widerstände sinkt die Spannung auf 0,7 und fällt für noch tiefere Frequenzen zu dieser

proportional ab. Es macht aber keine Schwierigkeiten, diesen Bereich sehr tief zu legen. Für $R_2 = 10^6$ Ohm und $C_k = 1\,\mu F$ wird z. B. $1/\omega C_k = R_2$ für $\omega = 1$, d. h. die Grenzfrequenz liegt bei einem Wechselstrom, dessen Periode $2\pi = 6{,}28$ Sekunden dauert. Dann klingt freilich auch eine etwa durch einen Schaltvorgang oder eine Störung verursachte größere Aufladung des großen Kopplungskondensators entsprechend langsam ab. Man verwendet in solchen Fällen besser eine kleine Hilfsbatterie an Stelle des Kondensators C_k in Bild 81. Diese muß eine Spannung gleich $E_{a_1} + E_{g_2} - R_1 J_{a_1}$ haben, damit das Gitter trotz seiner unmittelbaren Verbindung mit der Anode A_1 die richtige negative Vorspannung E_{g_2} gegenüber der Kathode K_2 erhält. R_2 und die Batterie E_{g_2} fallen dann fort. Eine andere Art eines solchen „Gleichstrom-Verstärkers", die mit einer einzigen gemeinsamen Batterie auskommt, ist in § 34 b beschrieben. Derartige Verstärker verstärken alle Frequenzen einschließlich der Frequenz null, d. h. Gleichstrom. Vielfach muß man freilich den Frequenzbereich der Verstärkung nach unten absichtlich beschneiden. Das ist z. B. bei Netzanschlußgeräten der Fall, bei denen die untere Grenzfrequenz der Verstärkung nicht wesentlich tiefer liegen darf als die Grenzfrequenz des Anodensiebes, weil sonst für die tieferen Frequenzen Rückkopplungen bestehen, die zur Selbsterregung führen können. Vgl. § 32 c. Bei Wechselstrom-Netzanschluß legt man außerdem gern die untere Grenzfrequenz über 50 oder, wenn zulässig, über 100 Hertz, damit das Brummen des technischen Wechselstroms von 50 Hertz nicht so stark mit verstärkt wird. Für $f_u = 100$ Hertz und $R_2 = 10^6$ Ohm muß man dann $C_k = 1600\,\mu\mu F$ groß machen.

c) **Hochfrequenz-Verstärkung.** Die bisherigen allgemeinen Überlegungen gelten an sich für jede Frequenz, sind also auch für Hochfrequenz anwendbar. Praktisch macht sich aber bei einer 1000mal so hohen Frequenz auch die Wirkung der natürlichen Kapazitäten 1000mal so stark bemerkbar.

(161) *Bei sehr hohen Frequenzen stellen die unvermeidlichen natürlichen Kapazitäten gegenüber den hohen Röhrenwiderständen nahezu einen Kurzschluß dar. Vgl. Tafel IX.*

Will man mit der Widerstandskopplung (vgl. Bild 81) eine Frequenz $f = 10^6$ Hz ($\lambda = 300$ m) verstärken und ist die Summe der natürlichen Kapazitäten C_n nicht kleiner als 28,6 cm, so wäre es sinnlos und in Bezug auf die Verlagerung des Arbeitspunktes nur ungünstig, den Anodenwiderstand R_1 größer als 15000 Ohm zu machen. Denn für den Wechselstrom ist ja R_1 durch $\mathfrak{R}_c = 5000$ Ohm kapazitiv überbrückt, so daß bei $R_1 = 15000$ Ohm der Kombinationswiderstand $R_1 \parallel \mathfrak{R}_c$ nur um 5% kleiner als 5000 Ohm wird. (Phasenverschiebung von 90° beachten!). Man darf dann natürlich auch keine Eingitterröhre mit kleinem Durchgriff nehmen. Die dadurch bedingte Erhöhung des inneren Widerstandes kommt gar nicht zur Geltung und die Verringerung der Steuerspannung bei kleinerem Durchgriff wirkt nur ungünstig. Für die Auswahl der Röhre gelten nicht mehr die in § 6 d, sondern die in § 6 c und Tafel II gegebenen Richtlinien. Denn es wird nicht mehr der günstigste Wert für $\mathfrak{R}_a = R_1$ gesucht, sondern es ist praktisch $\mathfrak{R}_a \approx \mathfrak{R}_c = \frac{1}{j\omega C_n}$ als gegeben zu betrachten. — Der wirksame Widerstand $\mathfrak{R}_g$ ist praktisch gleich $\mathfrak{R}_c$, so lange die Parallelschaltung von $R_1 \parallel R_1 \parallel R_2$ dreimal größer als $\mathfrak{R}_c$ ist. Vgl. Bild 81. Der Unterschied zwischen $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_c$ beträgt dann nur 5%, da $\sqrt{1^2 + (\frac{1}{3})^2} = 1{,}05$ ist. Dann geht die genaue Formel $V = S\mathfrak{R}_g$ über in

$$V = S\mathfrak{R}_c = \frac{S}{\omega C_n}. \tag{162}$$

Tafel IX.

$$C_n = 31{,}8 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{F} = 28{,}6\ \mathrm{cm};\quad \mathfrak{R}_c = \frac{1}{\omega C_n} = \frac{10^{10}}{2f}\ \mathrm{Ohm}.$$

$$S = 1\ \mathrm{mA/V}.$$

$f =$	5000	50000	500000	10^6	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^7$	Hz
$\lambda =$	60000	6000	600	300	60	6	m
$\mathfrak{R}_c =$	10^6	$0{,}1 \cdot 10^6$	10000	5000	1000	100	Ohm
$V =$	—	—	10	5	1	1/10	fach

Die Formel (162) stellt einen Höchstwert für V dar. Für die tieferen Frequenzen in Tafel IX ist sie nicht mehr gültig. Die Tafel IX zeigt, wie die maximal mögliche Verstärkung mit wachsender Frequenz ω proportional $\frac{1}{\omega}$ abnimmt und etwa bei $\lambda = 60$ m überhaupt eine Grenze hat. ($V = 1$). Durch Röhren mit größerer Steilheit und besonders durch möglichst kapazitätsarmen Zusammenbau kann man noch etwas weiter kommen. Bei der in Bild 83 dargestellten Loewe-Zweifachröhre sind die beiden Röhrensysteme nebst den Ableitewiderständen R_1 und R_2 und dem Überbrückungskondensator C_k äußerst gedrungen zu einem Ganzen zusammengebaut, das in einem einzigen Glaskolben eingeschmolzen wird. Man vermeidet dadurch die natürlichen Kapazitäten, die sonst durch die Sockeldurchführungen aus der ersten und in die zweite Röhre entstehen. Es ist auf diese Weise gelungen, bei $\lambda = 200$ m noch eine 8-fache Verstärkung herzustellen[1]). Da in diesem Gebiete V streng proportional zu λ geht, würde erst bei $\lambda = 25$ m $V = 1$ werden.

Bild 83.
Innerer Zusammenbau einer Loewe-Zweifach-HF-Röhre.

[1]) P. Kapteyn (Diss. Dresden 1931) Z. f. Hochfrequenztechnik, 39, 41 und 78; 1932. Dort sind auch die ganzen sonstigen Fragen, einschließlich der in § 30 besprochenen C_{ga}-Rückwirkung und Pfeifneigung für Widerstandsverstärker ausführlich erörtert und experimentell bestätigt. — M. v. Ardenne, der sich um die hier behandelten Fragen besonders verdient gemacht hat, beschreibt Zs. f. Hochfrequenztechnik 40, 2 und 66 eine ähnliche Mehrfachröhre, bei der die Widerstände durch kleine in die Röhre mit eingebaute Drosselspulen ersetzt sind. Diese wirken in Verbindung mit den natürlichen Kapazitäten wie Resonanz-Sperrkreise. Es war ihre Resonanzschärfe $\varrho = 10$ und es wurde in dem Resonanzbereich um $\lambda = 7$ m herum eine 10-fache Spannungsverstärkung erreicht.

Im Gegensatz zur Widerstandskopplung steht die *Sperrkreis-Kopplung* (Bild 84), bei der der Widerstand R_1 durch einen Parallelschwingungskreis ersetzt ist. Seine Dämpfung wird hier am besten durch einen Parallelwiderstand R_p in Rechnung gesetzt. Die Widerstandskopplung besitzt bei Hochfrequenz einen Frequenzgang proportional $\frac{1}{\omega}$. Der Schwingungskreis bevorzugt dagegen die eine bestimmte Frequenz, bei der er in Resonanz kommt, für die also sein wirksamer Widerstand ϱ-mal, das heißt bei geringer Dämpfung etwa 100-mal größer wird. Die Sperrkreiskopplung wird daher fast stets in der Rundfunktechnik angewandt, weil dort möglichst nur der eine zu emp-

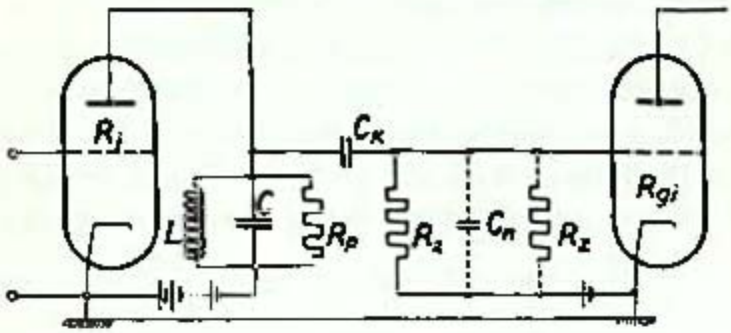

Bild 84. Sperrkreis-Kopplung. (C_n und R_z stellen die in § 30 behandelten Wirkungen der natürlichen, äußerlich nicht vorhandenen Kapazität C_{gz} dar).

fangende Sender verstärkt werden soll. Im allgemeinen wünscht man eine Abstimmöglichkeit auf verschiedene Sender, muß also den Schwingungskreis einstellbar machen. In Rücksicht auf die Verstärkung wäre es am besten, nur eine veränderliche Induktivität zu verwenden, die allein mit den natürlichen Kapazitäten C_n in Resonanz gebracht wird. Dann ist im Resonanzfall $\Re_n = \varrho \cdot \frac{1}{\omega C_n}$, d. h. ϱ-mal größer als bei der Widerstandskopplung. Das bedeutet, daß man die gleiche Verstärkung V noch bei ϱ-mal höheren Frequenzen erreichen kann. Bei selbsterregten Sendern, die ja nichts anderes als mit einer Rückkopplung versehene Verstärker sind, muß man tatsächlich

so verfahren, wenn man möglichst hohe Frequenzen, möglichst kurze Wellen erregen will. Die veränderliche Induktivität besteht dann einfach in einem kurzen Drahtstück, dessen Länge man verändert (vgl. Bd. III). Daraus, daß man auf diese Weise noch Wellen von 1 m Länge erregen kann, kann man schließen, daß sich grundsätzlich auch noch Wellen von 1 m Länge verstärken lassen. Denn ohne eine Verstärkung könnte man durch eine Rückkopplung auch keine Selbsterregung herstellen.

Die natürlichen Kapazitäten C_n, die in den Röhrensockeln und in der Umgebung der Zuleitungen liegen, sind wegen der von den elektrischen Kraftlinien durchsetzten Isoliermaterialien meist mit dielektrischen Verlusten behaftet und sind außerdem leicht beträchtlichen Schwankungen unterworfen. Wenn es sich wie bei Rundfunkapparaten um eine gleichmäßige Massenfabrikation handelt oder die Einstellung in Wellenlängen geeicht werden soll, empfiehlt es sich, einen größeren wirklichen Kondensator im Schwingungskreis zu verwenden, dessen Kapazität viel leichter von äußeren Einflüssen unabhängig gemacht werden kann. Sein kleinerer Widerstand $\Re_c = \frac{1}{j\omega C}$ wird zum Teil durch eine größere Resonanzschärfe ϱ wieder gut gemacht, weil man seine Verluste sehr gering halten kann. Man verwendet fast stets Drehkondensatoren zur Einstellung, da diese sich billiger, genauer und dämpfungsfreier herstellen lassen als veränderliche Induktivitäten. Die Anfangskapazität einschließlich der natürlichen Kapazitäten läßt sich schwer unter 50 cm herabdrücken. Bei einer Endkapazität von 500 cm erhält man dann einen Regelbereich von $1:\sqrt{10} = 1:3{,}2$, kann mit diesem also z. B. den Rundfunkbereich von 200 bis 640 m Wellenlänge und nach Umschaltung auf eine 3,2mal größere Induktivität von 640 bis 2000 m Wellenlänge bestreichen. Hierbei ergibt sich ein wirksamer Widerstand

$$\Re_c = \frac{1}{\omega C} \text{ von 1900 bis 600 und von 6000 bis 1900 Ohm}$$

(163)
für	λ	„	200	„	640	„	640 „	2000 m
„	f	„	1500	„	480	„	480 „	150 kHz.

Die Resonanzüberhöhung ϱ hängt stark von der Ausführung ab, ändert sich meist auch etwas mit der Frequenz. $\varrho = 100$ läßt sich in diesem Frequenzbereich noch gut herstellen. Für die Resonanzfrequenz besitzt dann der Sperrkreis einen wirksamen Widerstand

(164) $\varrho\,\mathfrak{R}_c = R_p$ zwischen 60000 und 600000 Ohm.

Das sind Werte, mit denen sich leicht eine gute Verstärkung erreichen läßt. Da man den Gitterableitewiderstand R_g ohne Schaden noch größer machen kann, ist R_p praktisch auch der Anodenkreiswiderstand $\mathfrak{R}_a$ für die erste Röhre. Dieser ist hier also als gegeben zu betrachten. Nach § 6c, Tafel II sollte man für so hohe Widerstände bei Eingitterröhren möglichst solche von 1 bis 2 % Durchgriff wählen und würde dann etwa eine Verstärkung $V = 30$ erreichen. Mit Schirmgitterröhren, bei denen ja D noch kleiner und trotzdem S wesentlich größer ist, läßt sich unschwer eine 100fache Verstärkung erreichen.

Der Frequenzgang der Verstärkung V entspricht dem des Sperrkreiswiderstandes, also einer Resonanzkurve mit der Resonanzschärfe ϱ (vgl. Bd. I, § 15, Bild 83). Das gilt aber nur, solange R_p klein gegen das R_i der ersten Röhre oder genauer gegen die Parallelschaltung von R_i, R_2, R_x und R_{gi} ist (vgl. Bild 84)[1]). R_2 ist der tatsächlich vorhandene Gitterableitewiderstand. Mit R_{gi} ist der wirksame Innenwiderstand des Gitters der zweiten Röhre bezeichnet. Er ist unendlich groß, wenn der Gitterstrom durch negative Vorspannung zu null gemacht wird. Das ist der Fall, wenn das zweite Rohr auch als Verstärker oder in Anodengleichrichtung arbeitet, dagegen nicht, wenn es als Gittergleichrichter, „Audion" arbeitet (vgl. Bd. III). Beim Audion kann das wirksame R_{gi} auf 100 000 Ohm und weniger herabsinken und so bei großem R_p eine erhebliche Dämpfung verursachen. R_x rührt von der in § 30 besprochenen Rückwirkung der Gitter-Anodenkapazität C_{ga} der zweiten Röhre

[1]) Die natürliche Kapazität C_n liegt parallel zum Drehkondensator C, hat daher keine andere Wirknng, als eine kleine Änderung in der Resonanzeinstellung von C.

her. Wie dort abgeleitet ist $R_z = -\frac{1}{\mathfrak{B}_b \omega C_{ga}}$, wo $\mathfrak{B}_b$ die Blindkomponente der Spannungsverstärkung $\mathfrak{U}_{a2}/\mathfrak{U}_{g2}$ ist. R_z ist gleich null, wenn die zweite Röhre als Anodengleichrichter arbeitet, weil man dann ihren Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_{a2}$ und damit die Spannung $\mathfrak{U}_{a2}$ für Hochfrequenz durch einen großen Kondensator praktisch zu null macht. Bei der Audiongleichrichtung kann das auch geschehen, geschieht praktisch oft auch durch einen niedrigohmigen Rückkopplungszweig. Soll aber die zweite Röhre die Hochfrequenz verstärkt weitergeben, so wächst R_z proportional mit der Spannungsverstärkung $\mathfrak{B}$ dieser Röhre. Die Einwirkung ist so groß, daß man bei Eingitterröhren praktisch ohne eine Neutrodynschaltung, die die Wirkung von C_{ga} kompensiert, nicht auskommt. Aber selbst dann und ebenso bei Schirmgitterröhren, für die C_{ga} an sich schon äußerst klein ist, macht sich bei hoher Verstärkung $\mathfrak{B}$ meist doch noch eine gewisse Einwirkung bemerkbar. Bei kapazitiven $\mathfrak{R}_{a2}$ ist R_z positiv, bei induktivem negativ, entdämpft also den Schwingungskreis und kann unter Umständen zur Selbsterregung führen (vgl. § 30).

Für die wirksame Resonanzschärfe ϱ_{eff} ist nicht R_p, sondern die Parallelschaltung der 5 Widerstände R_i, R_p, R_2, R_z und R_{gl} maßgebend. Vgl. Bild 84. R_2 macht man meist so groß, daß es zu der Parallelschaltung gar nichts beiträgt. Der Einfachheit halber seien auch R_{gl} und R_z gegen R_i weiter vernachlässigt oder in die Bezeichnung „R_i" mit einbezogen gedacht. Dann wird die Resonanzschärfe $\varrho = \frac{R_p}{\omega_r L}$ des Schwingungskreises für sich allein immer dann erheblich herabgesetzt, wenn R_i klein gegen R_p ist. Bei Eingitterröhren, besonders solchen mit nicht sehr kleinem Durchgriff wird das stets der Fall sein. Für $S = 1$ mA/Volt, $D = 10\,\%$ ergibt sich ja $R_i = 10\,000$ Ohm, also viel kleiner als R_p nach (164). Es tritt dann eine sehr starke „Pseudodämpfung" auf. Die wirksame Resonanzschärfe wird

$$\varrho_{eff} = \varrho \frac{R_i}{R_i + R_p} = \frac{\varrho}{1 + R_p/R_i}, \tag{165}$$

also wesentlich kleiner als ϱ. Selbst für $R_i = R_p$ wird $\varrho_{eff} = \frac{1}{2}\varrho$.

Will man das verhindern, muß man das zu kleine R_i der Röhre durch einen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis ü in geeigneter Weise dem Resonanzwiderstand R_p des Schwingungskreises anpassen. Vgl. Bild 85. Es gelten dafür dieselben Beding-

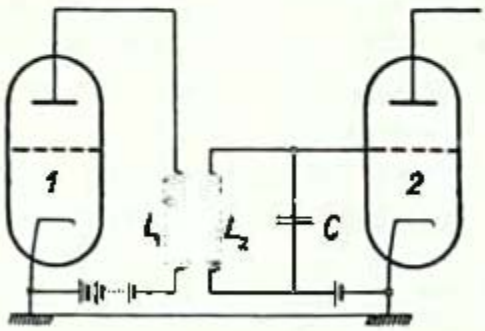

Bild 85. Kopplung durch Resonanztransformator.

ungen wie in § 28b, insbesondere auch die Ersatzschaltung Bild 77[1]). Es gilt für Resonanz (vgl. Bild 86):

$$(166) \qquad V = \frac{ü}{D}\,\frac{R_p}{ü^2 R_i + R_p} = \frac{ü}{D}\,\frac{1}{1+\dfrac{ü^2 R_i}{R_p}} = \textit{Spannungsverstärkung}$$

$$(167) \qquad \varrho_{eff} = \varrho\,\frac{ü^2 R_i}{ü^2 R_i + R_p} = \frac{\varrho}{1+\dfrac{R_p}{ü^2 R_i}} = \textit{wirksame Resonanzschärfe.}$$

Für „Widerstandsanpassung" $ü^2 R_i = R_p$, d. h. für $ü_{opt} = \sqrt{\dfrac{R_p}{R_i}}$ wird V ein Maximum

$$(168) \qquad V_{max} = \frac{ü_{opt}}{2D} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{S}{D}}\cdot\sqrt{R_p} \qquad \text{und} \qquad \varrho_{eff} = 0{,}5\,\varrho.$$

---

[1]) Die abnehmende Pseudodämpfung der Parallelresonanz $\omega L_2 = \dfrac{1}{\omega C_2}$ mit zunehmendem $ü^2 R_i$ kommt in Bild 78 bei $\omega = 10000$ deutlich zum Ausdruck. Dort war ein völlig dämpfungsfreier Schwingungskreis angenommen, also $R_p = \infty$. Dafür wird auch $ü_{opt} = \infty$ und $V_{max} = \infty$. Bei endlichem R_p ist die Resonanzüberhöhung begrenzt und bei zu weiter Steigerung von ü verschiebt sich die Resonanzkurve ohne Änderung ihrer Breite im Ganzen parallel nach unten in dem Maße, wie sich in Bild 78 die Resonanzkurven in ihrem unteren Bereich mit wachsendem ü nach unten verschieben. Für $ü^2 R_i \gg R_p$ wird V proportional $1/ü$.

Legt man auf große Resonanzschärfe mehr Gewicht als auf große Verstärkung, so wird man ü etwas größer wählen, etwa gleich 2 $ü_{opt}$, so daß $ü^2 R_i = 4 R_p$ wird. Dann wird $V = 0{,}8\ V_{max}$, also nur wenig geringer, während ϱ_{eff} auf 0,8 ϱ steigt. Anderseits bewirkt auch hier wie in § 28b ein größeres ü eine größere Anfälligkeit gegen Störungen, z. B. wird der oben angedeutete Einfluß einer Änderung von R_{gl} oder R_a um so größer, je größer die wirksame Resonanzschärfe ist.

Ein Hochfrequenztransformator besteht im allgemeinen einfach aus zwei gekoppelten, d. h. einander genäherten Kupfer-

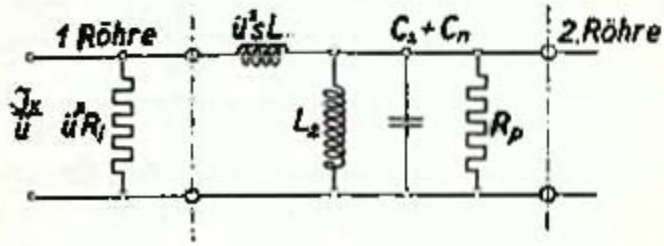

Bild 86. Ersatzschaltung für Bild 85.

drahtspulen. Damit die Kapazitäten zwischen den Spulen nicht zu groß werden, darf man sie nicht dicht übereinander wickeln. Dadurch wird im allgemeinen

der Kopplungsfaktor $k \leqq 0{,}8$;
der Streufaktor $s = 1 - k^2 \geqq 0{,}36$.

Diese große Streuung schadet hier aber nichts, weil hier ja nicht ein weiter Frequenzbereich gleichmäßig gut übertragen werden soll, sondern umgekehrt möglichst nur die Resonanzfrequenz. Für diese ist aber $R_p = \varrho\,\omega L_2$ bei nicht extrem loser Kopplung so viel größer als die vorgeschaltet zu denkende primäre Streuung $ü^2 s \omega L_1 = \frac{1-k^2}{k^2}\,\omega L_2 = \frac{s}{1-s}\,\omega L_2$, daß diese praktisch nichts ausmacht. Für die in Bild 86 gezeichnete Ersatzschaltung bei der die sekundäre Streuung null wird, ist nach Bd. I, S. 155 das Übersetzungsverhältnis

$$ü = \frac{L_2}{M} = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \tag{169}$$

Dies Übersetzungsverhältnis ü kann durch Ändern der Kopplung k, d. h. durch einfaches Nähern oder Entfernen der Spulen voneinander beliebig geändert werden.

Losere Kopplung wirkt wie eine Verminderung der auf die sekundären Windungen induzierend einwirkenden primären Windungen [1]). Für zwei gleiche Spulen $L_1 = L_2$ wird z. B. für eine Kopplung $k = 0{,}5$, $ü = 2$, für eine losere Kopplung $k = 0{,}3$: $ü = 3{,}3$.

Die Formel (168) unterscheidet sich von (152) in § 29a durch den Faktor $\frac{1}{2}$, weil es sich hier um die Anpassung zweier phasenreiner Widerstände für die Resonanzfrequenz handelt, dort in dem ganzen gleichmäßig übertragenen Frequenzbereich dagegen um eine Unteranpassung, bei der der Transformator praktisch leer läuft. V_{max} wird hier also nur halb so groß, und wenn man, um größere Resonanzschärfe zu erhalten, Überanpassung $ü > ü_{opt}$ d. h. die Koppelung k loser macht, noch kleiner. Sonst gelten aber wieder dieselben Bedingungen. Es ist R_p als gegeben anzusehen und die Röhre so auszuwählen, daß ihre Güte $\sqrt{\frac{S}{D}}$ möglichst groß wird. Für $S = 1$ mA/Volt, $D = 10$ %, $R_i = 10^4$ Ohm ergibt sich für $R_p = 10^6$ Ohm: $ü_{opt} = 3{,}2$ und $V_{max} = 16$.

§ 30. Die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga}.

Unter den natürlichen Kapazitäten spielt die Teilkapazität C_{ga} zwischen Gitter und Anode der Röhre trotz ihrer Kleinheit eine besonders wichtige, oft viel zu wenig beachtete Rolle! Sie bildet eine „Rückkopplung", eine Rückwirkung des verstärkten Stromes im Anodenkreise auf den unverstärkten Strom im

[1]) Losere Kopplung bewirkt gleichzeitig eine Vergrößerung der Streuinduktivität $ü^2 s L_1$. Die Spannungsübersetzung bei Leerlauf ohne die auf Resonanz abgestimmte Kapazität $C + Cn$ ist

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{L_2}{L_2 + ü^2 s L_1} = \frac{k^2}{1 + k^2} = 1 - s,$$

ist also nicht gleich ü, sondern nimmt umgekehrt wie ü mit loserer Kopplung k ab!

Gitterkreise (Bild 87) und kann als solche ganz überraschende Wirkungen, z. B. die Selbsterregung irgendwelcher, ursprünglich gar nicht vorhandener Wechselströme hervorrufen. Die allgemeine Theorie dieser Rückkopplung wird in Band III behandelt werden. Hier sei nur kurz die Wirkung abgeleitet, die die Kapazität C_{ga} auf den wirksamen Gitterwiderstand $\Re_g$ hat.

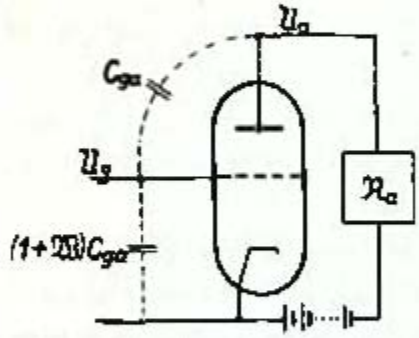

Bild 87. Die Kapazität C_{ga} zwischen Gitter und Anode hat dieselbe Wirkung wie die Kapazität $(1+\mathfrak{B})C_{ga}$ zwischen Gitter und Kathode.

An den „Klemmen" von C_{ga} herrscht nicht die Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$, sondern $\mathfrak{U}_g - \mathfrak{U}_a$. Nun wird aber $\mathfrak{U}_a$ durch $\mathfrak{U}_g$ erzeugt. Man setzt zweckmäßig

$$(170)\quad \mathfrak{U}_a = -\mathfrak{B}\mathfrak{U}_g; \qquad \mathfrak{B} = -\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = \textit{Spannungsverhältnis}.$$

Dieses ist nach § 3, Formel (7)

$$(171)\quad \mathfrak{B} = \frac{1}{D}\,\frac{\Re_a}{R_i + \Re_a} = \frac{1}{D}\,\frac{1}{1 + R_i/\Re_a} = \frac{S}{1/R_i + 1/\Re_a}.$$

Für die in § 29 behandelte Zwischenschaltung ist z. B. das Verhältnis $\mathfrak{B}$ der Spannungen an der ersten Röhre für die Widerstandskopplung unmittelbar gleich der Spannungsverstärkung V; für die Transformatorkopplung wird

$$(172)\qquad \ddot{u}\,\mathfrak{B} = V, \qquad \text{also} \qquad \mathfrak{B} = V/\ddot{u}.$$

Ganz allgemein ist $\mathfrak{B}$ von dem wirksamen $\Re_a$ abhängig, ändert sich also wie dieses auch mit der Frequenz. Für $\Re_a = R_i$ wird $\mathfrak{B} = \frac{1}{2D}$. Der absolute Betrag von $\mathfrak{B}$, d. h. von der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ im Verhältnis zur Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$ kann auf 10 bis 100 steigen. Diese große Anodenspannung influenziert dann auf dem Gitter entsprechend große Ladungen, d. h. es fließt durch C_{ga} ein entsprechend großer Ladestrom

$$\mathfrak{J}_c = j\omega C_{ga}(\mathfrak{U}_g - \mathfrak{U}_a) = j\omega C_{ga}(1+\mathfrak{B})\mathfrak{U}_g.$$

(173) *Die Kapazität C_{ga} zwischen Gitter und Anode hat genau dieselbe Wirkung wie eine $(1 + \mathfrak{B})$ d. h. unter Umständen 10 bis 100 mal so große Kapazität zwischen Gitter und Kathode.*

Denn eine solche würde ja nur durch die kleine Spannung $\mathfrak{U}_g$ aufgeladen, müßte also $(1 + \mathfrak{B})$ mal so groß sein, um denselben Ladestrom aufzunehmen. Das positive Vorzeichen $+ \mathfrak{B}$ rührt daher, daß $\mathfrak{U}_a$ im wesentlichen die entgegengesetzte Phase hat wie $\mathfrak{U}_g$; für $|\mathfrak{U}_a| = |\mathfrak{U}_g|$ würde also z. B. $\mathfrak{U}_g - \mathfrak{U}_a$ nicht gleich null, sondern im wesentlichen gleich $2\mathfrak{U}_g$ werden.

Die Kapazität C_{ga} liegt einerseits zwischen den eigentlichen Elektroden G und A in der Röhre selbst, anderseits aber auch in den Zuleitungen zu G und A im Sockel und im Quetschfuß der Röhre. Um C_{ga} klein zu halten, muß man diese beiden Zuleitungen also möglichst weit voneinander entfernt herausführen und durch die dazwischengelegten Kathodenzuleitungen noch möglichst gegeneinander abschirmen. Vgl. die normale Sockelanordnung Bild 88. Schließlich kann aber C_{ga} auch durch die äußeren Zuleitungen und die Schaltelemente der Gitter- und Anodenseite mit gebildet werden, wenn diese nicht sorgfältig gegeneinander abgeschirmt sind. Praktisch ist etwa für Eingitterröhren

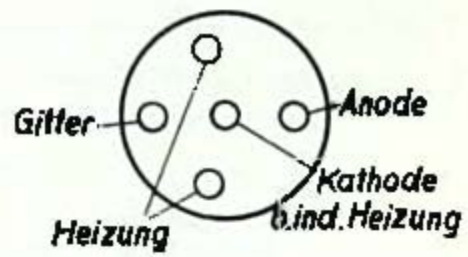

Bild 88. Normale Sockelanordnung.

$$C_{ga} = 3 \text{ bis } 10 \text{ cm}$$

je nach der Größe des Röhrensystems und der Güte der Leitungsanordnung. Bei einem Spannungsverhältnis $\mathfrak{B} = 10$ ergibt sich daraus schon eine wirksame Kapazität $(1 + \mathfrak{B})\, C_{ga} = 33$ bis 110 cm. Eine so große Kapazität muß als zusätzliche Belastung auf der Gitterseite in Rechnung gesetzt werden! Sie vergrößert das wirksame C_n der Gitterzuleitung, verkleinert entsprechend den wirksamen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$.

(174) *Bei Eingitterröhren sind, besonders bei höheren Frequenzen, sehr große Spannungsverhältnisse* $\mathfrak{W} = -\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g}$ *zu vermeiden, weil sonst durch die Wirkung der Gitter-Anoden-Kapazität eine zu hohe Gitterbelastung, ein zu kleines* $\Re_g$ *entsteht.*

Ist $\Re_a$ nicht phasenrein, so sind auch $-\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{U}_g$ nicht genau in Phase. Dann hat auch $\mathfrak{W}$ einen Phasenwinkel $\varphi_{\mathfrak{W}}$. Aus der Gleichung (171)

$$\mathfrak{W} = \frac{1}{D}\,\frac{\Re_a}{\Re_a + R_i}$$

folgt, daß $\varphi_{\mathfrak{W}} = \varphi_{\Re_a} - \varphi_{(\Re_a + R_i)}$ ist. Aus Bild 89 erkennt man leicht,

(175) *Der Phasenwinkel von* $\mathfrak{W}$ *hat dasselbe Vorzeichen wie der von* $\Re_a$, *ist aber seinem Betrage nach kleiner.*

Die Kapazität C_{ga} wird dann von einem Strom durchflossen, der nicht mehr genau 90° Phasenverschiebung gegen $\mathfrak{U}_g$ besitzt, sondern mehr, wenn $\varphi_{\mathfrak{W}}$ positiv, d. h. $\Re_a$ induktiv ist, weniger, wenn $\varphi_{\mathfrak{W}}$ negativ, d. h. $\Re_a$ kapazitiv ist. Ein Phasenwinkel kleiner als 90° entspricht einem Kondensator mit Verlusten, darstellbar durch die Parallelschaltung einer Kapazität C_z und eines positiven Widerstandes R_z. Ein Phasenwinkel größer als 90° entspricht negativen Verlusten, einer Leistungszufuhr, die bei einer Rückkopplung ohne weiteres erklärlich ist. Sie kann durch einen negativen Widerstand $R_z = -R_a$ (R_a positiv) in Rechnung gesetzt werden. Zerlegt man $\mathfrak{W}$ in die Wirk- und Blindkomponente,

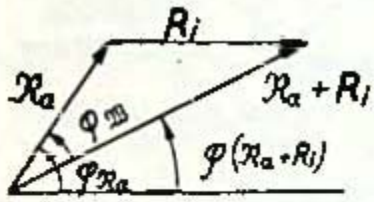

Bild 89. Graphische Konstruktion des Phasenwinkels $\varphi_{\mathfrak{W}}$ von $\mathfrak{W}$.

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{W}_w + j\mathfrak{W}_b; \qquad \mathfrak{W}_w = |\mathfrak{W}| \cos\varphi_{\mathfrak{W}}; \qquad \mathfrak{W}_b = |\mathfrak{W}| \sin\varphi_{\mathfrak{W}}$$

(was einer Zerlegung von $-\mathfrak{U}_a$ in die mit $\mathfrak{U}_g$ gleiche und die dazu senkrechte Komponente entspricht), so wird der Leitwert der Ersatzkapazität

$$(176)\qquad j\omega C_{ga}(1+\mathfrak{B}) = j\omega C_{ga}(1+\mathfrak{B}_w) - \omega C_{ga}\mathfrak{B}_b = j\omega C_z + 1/R_z .$$

Da die Addition zweier Leitwerte der Parallelschaltung der zugehörigen reziproken Widerstände entspricht, so folgt aus (176)

(177) *Die Ersatzkapazität* $(1+\mathfrak{B})C_{ga}$ *entspricht der Parallelschaltung einer verlustfreien Kapazität von der Größe* $C_z = (1+\mathfrak{B}_w)C_{ga}$ *und dem phasenreinen Widerstande* $R_z = -1/\mathfrak{B}_b \cdot \omega C_{ga}$. R_z *ist positiv bei kapazitivem* $\mathfrak{R}_a$, *dagegen negativ bei induktivem* $\mathfrak{R}_a$. (Bild 90)

Die Wirkung eines positiven Widerstandes R_z auf die Gitterkreisschaltung ist ohne weiteres verständlich. Sie wirkt wie eine Verkleinerung der übrigen parallel liegenden wirklichen Widerstände R. Ein negativer Widerstand R_z hebt die Wirkung eines gleich großen positiven Widerstandes R (vgl. Bild 90) der sonstigen Schaltung gerade auf, ein a-mal kleineres R, d. h. $R = \frac{1}{a} R_z$ [= a parallelgeschaltete, gleichgroße Widerstände R_z] werden auf einen 1/(a − 1)mal so großen Betrag, d. h. im Verhältnis a/(a − 1) vergrößert, für a = 2 z. B. verdoppelt. Ist das wirksame R der gesamten Gitterkreisschaltung größer als R_a, so wird der Gesamtwiderstand negativ. Es tritt dann stets Selbsterregung ein. Der Verstärker „pfeift" und ist zur Verstärkung nicht mehr zu gebrauchen.

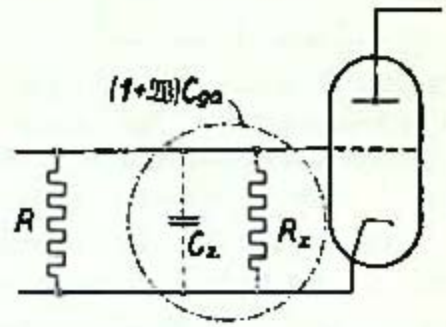

Bild 90. $(1+\mathfrak{B})C_{ga}$ wirkt wie ein Kondensator C_z mit dem Parallelwiderstand R_z.

Man beachte, daß in einem negativen Widerstande der Strom bei gleicher Klemmenspannung in gleicher Stärke, aber in entgegengesetzter Richtung fließt, als bei einem gleichgroßen positiven Widerstande. *Der negative Widerstand ist ein Generator, kein Verbraucher des Stromes.* Arbeitet daher ein als aktiver Zweipol aufzufassender Generator (Bild 91 oder 92) auf

einen negativen Widerstand $R_z = -R_n$, so wird seine Klemmenspannung U größer als die Leerlaufspannung $U_l = R_i \mathfrak{J}_k$.

$$U = U_l \frac{R_z}{R_z + R_i} = U_l \frac{R_n}{R_n - R_i} > U_l, \qquad \text{falls } R_n \text{ positiv.} \tag{178}$$

Für $R_n = R_i$ wird $U/U_l = \infty$, d. h. man kann mit einer unendlich kleinen äußeren Spannung U_l eine endliche Spannung U erzeugen. Für $R_n > R_i$ braucht man überhaupt keine Spannung mehr, der Strom erregt sich ganz von selbst.

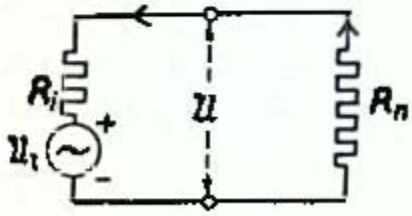

Bild 91. Stromverlauf für die Leerlauf-Ersatzschaltung bei einem negativen Widerstand R_n.

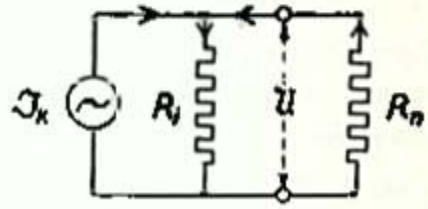

Bild 92. Stromverlauf für die Kurzschluß-Ersatzschaltung bei einem negativen Widerstand R_n.

Es bereitet für die Vorstellung einige Schwierigkeiten, daß $\mathfrak{B}$ und damit die im Gitterkreis liegend zu denkende Zusatzkapazität C_z nebst Parallelwiderstand R_z hauptsächlich durch den auf der Anodenseite liegenden äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ bestimmt wird. Zur Erläuterung seien daher einige Fälle näher berechnet. — Ist $\mathfrak{R}_a$ sehr klein gegen R_i, ist also die Anode praktisch widerstandslos mit der Kathode verbunden, so wird $\mathfrak{B} = 0$ und $C_z = C_{ga}$, $R_z = \infty$, d. h. R_z ist nicht vorhanden. Das war vorauszusehen, weil C_{ga} praktisch auch zwischen G und K liegt, wenn zwischen A und K kein Spannungsunterschied besteht. — Ist dagegen $\mathfrak{R}_a$ sehr groß gegen R_i, so wird $\mathfrak{B} = \frac{1}{D}$ rein reell, also $C_z = \left(1 + \frac{1}{D}\right) C_{ga}$, und zwar unabhängig von der Phase von $\mathfrak{R}_a$, also auch für sehr großes induktives $\mathfrak{R}_a$, z. B. wenn eine sehr große Drosselspule im Anodenkreise liegt. In Bild 93 stellt der Kreis den geometrischen Ort für den Vektor $D \cdot \mathfrak{B} = \frac{1}{1 + R_i/\mathfrak{R}_a}$ für einen bestimmten Phasenwinkel $\varphi_{\mathfrak{R}_a}$,

aber für verschiedene absolute Beträge von $\mathfrak{R}_a$ dar. Er entsteht durch Inversion des Vektors $1 + R_i/\mathfrak{R}_a'$, dessen geometrischer Ort durch die gerade Linie dargestellt wird, die die reelle Achse in Punkt 1 unter dem Winkel $\varphi_{\mathfrak{R}_a}$ schneidet (vgl. Bd. I, § 15). Die (horizontale) Wirkkomponente des Vektors $\dfrac{1}{1 + R_i/\mathfrak{R}_a}$ ist ein Maß für den kapazitiven Leitwert $j\omega(C_z - C_{ga})$, die (vertikale) Blindkomponente ein Maß für den Ohmschen Leitwert $1/R_z$. Man erkennt aus Bild 93 unschwer, daß $1/R_z$ am größten wird, für $\varphi_{\mathfrak{R}_a} = 90°$. Denn dann fällt der in Bild 93 etwas unterhalb der reellen Achse liegende Kreismittelpunkt auf diese Achse selbst. In diesem Falle wird

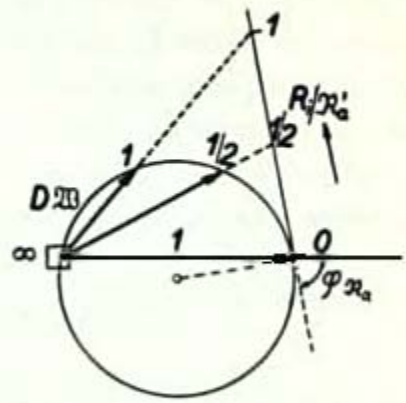

Bild 93. Geometrischer Ort für den Vektor D𝔚 für verschiedenes $|\mathfrak{R}_a/R_i|$ bei festem $\varphi_{\mathfrak{R}_a}$.

$$R_n = -R_z = \frac{D}{\omega C_{ga}}\left(\frac{R_i}{|\mathfrak{R}_a|} + \frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i}\right) \tag{179}$$

oder für $|\mathfrak{R}_a| = \omega L_a$

$$R_n = -R_z = \frac{D R_i}{\omega^2 L_a C_{ga}} + \frac{D L_a}{C_{ga} R_i} \tag{180}$$

Das erste Glied überwiegt das zweite für tiefe Frequenzen $\omega < R_i/L_a$, das zweite, von der Frequenz ganz unabhängige Glied überwiegt für hohe Frequenzen $\omega > R_i/L_a$. Ändert man bei gegebener Frequenz die Größe von L_a, so wird R_z am kleinsten, d. h. am stärksten entdämpfend wirksam für $|\mathfrak{R}_a| = \omega L_a = R_i$.

Eine Drosselspule von der Größe $\mathfrak{R}_a = j\omega L_a = R_i$ *im Anodenkreis bewirkt den kleinsten negativen Widerstand, also die größte Pfeifneigung des Gitterkreises.* (181)

In diesem Fall wird

$$\mathfrak{W} = \frac{1}{2D}(1 - j); \text{ also } \mathfrak{W}_w = -\mathfrak{W}_b = \frac{1}{2D};$$

$$\varphi_{\mathfrak{W}} = 45°; \quad C_z = \left(1 + \frac{1}{2D}\right) C_{ga}.$$

$$(182) \qquad R_n = -R_z = \frac{2D}{\omega C_{ga}} = \frac{2DL_a}{C_{ga}R_1} = \frac{1}{\omega(C_z - C_{ga})}$$

Satz (181) gilt freilich nur, wenn bei einer bestimmten Frequenz die Größe L_a der Anodendrossel verändert wird. Bei gegebenem L_a wird sich meist die Frequenz am leichtesten erregen, für die die sonstigen Erregungsbedingungen des Gitterkreises am günstigsten sind, d. h. im wesentlichen, für die die Wirkkomponente von $\mathfrak{R}_g$ am größten wird. Bei einem Schwingungskreis 1 auf der Gitterseite (Bild 94) erregt sich z. B. dessen Resonanzfrequenz, sobald $\varrho_1 \omega_r L_1 < R_n = -R_z$ ist. Dabei ist die

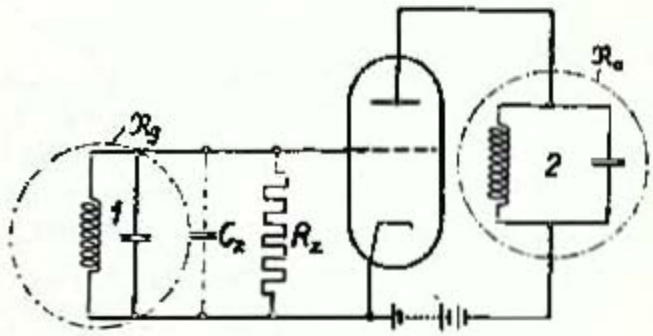

Bild 94. Einfluß des durch C_{ga} hervorgerufenen C_z und R_z bei einem Gitterschwingungskreis $\mathfrak{R}_g$ und einem Anodenschwingungskreis $\mathfrak{R}_a$.

Zusatzkapazität C_z wie eine tatsächlich vorhandene Kapazität mit in Rechnung zu setzen, d. h. es ist $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_1(C_1 + C_z)}}$. Diese Resonanzfrequenz ω_r, die auch bei Erregung von außen die höchsten Gitterspannungen ergibt, ist also stets tiefer als die Eigenfrequenz $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ des Schwingungskreises selbst. Liegt auch im Anodenkreis ein Schwingungskreis 2 (Bild 94) mit der Eigenfrequenz $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$, so ist dessen wirksamer Widerstand $\mathfrak{R}_a$ für tiefe Frequenzen $\omega < \omega_1$ induktiv, für hohe Frequenzen $\omega > \omega_2$ kapazitiv und für $\omega = \omega_2$ phasenrein und erheblich größer. Es tritt also nur eine Entdämpfung durch negatives R_z für die Frequenzen $\omega < \omega_2$ ein, während die hohen

Frequenzen $\omega > \omega_2$ infolge von positivem R_z gedämpft werden. Selbsterregung kann daher nur eintreten, wenn die Gitterresonanzfrequenz ω_r, das ist die durch C_z erniedrigte Eigenfrequenz ω_1, tiefer liegt als ω_2. Die größte Gitterkreisverstimmung, d. h. die größte Abweichung ω_r von ω_1 tritt für $\omega = \omega_2$ ein, weil dafür $\Re_a = \Re_{ar}$ am größten, also auch C_z am größten wird.

Besteht $\Re_a$ aus einer Zwischenschaltung, d. h. arbeitet die Anodenseite der betrachteten Röhre auf das Gitter einer zweiten Röhre, so ergibt sich ein wesentlicher Unterschied zwischen der Widerstandskopplung und der Transformatorkopplung. Nach (172) ist bei der ersteren $\mathfrak{B} = V$, bei der letzteren $\mathfrak{B} = V/\ddot{u}$.

(183) *Bei gleicher Spannungsverstärkung* $V = \dfrac{U_{g2}}{U_{g1}}$ *ist daher die Rückwirkung* $\mathfrak{B} C_{ga}$ *auf den Gitterkreis der ersten Röhre bei der Transformatorkopplung* ü*-mal kleiner als bei der Widerstandskopplung. Dafür wirkt aber die Widerstandskopplung stets dämpfend, während die Transformatorkopplung in dem ganzen unteren Frequenzbereich entdämpfend, zur Selbsterregung neigend, einwirkt.*

Denn bei der Widerstandskopplung können die Widerstände R_1 und R_2 (vgl. Bild 81) mit dem Kopplungskondensator C_k und den natürlichen Kapazitäten zusammen stets nur ein kapazitives $\Re_a$ ergeben. Dagegen ist bei der Transformatorkopplung der wirksame Widerstand $\Re_a$ des durch die natürlichen Kapazitäten C_n belasteten „Resonanztransformators" (vgl. Bd. I, S. 165) vorwiegend induktiv, nur bei geringer Dämpfung ϱ_2 in einem Teile des zwischen der Reihen- und Parallelresonanz liegenden Frequenzbereiches kapazitiv. Bei einem guten und richtig gewählten Transformator ist in dem ganzen gleichmäßig übertragenen Frequenzbereich $\Re_a \geqq j\omega L_1 \gg R_i$. Der negative, den Gitterkreis der ersten Röhre entdämpfende Widerstand ist dann nach (179) angenähert

$$R_a = \frac{D L_1}{C_{ga} R_i}. \tag{184}$$

Großes L_1, d. h. hohe primäre Windungszahlen des Ausgangstransformators sind also für die Stabilität, für die Pfeifsicher-

heit günstig, da sie R_n vergrößern. Für $D = 4\,\%$, $R_i = 25\,000\ \Omega$ (aus $S = 1$ mA/Volt), $C_{ga} = 8 \cdot 10^{-12}$ F und $L_1 = 50$ Hy (aus $\omega L_1 = 10 R_i$ für $\omega = 5000$) ergibt sich

$$R_n = 10^7 \text{ Ohm}.$$

Es besteht dann Pfeifsicherheit, solange der positive Wirkwiderstand der Gitterseite kleiner als 10^7 Ohm bleibt.

Liegt auf der Gitterseite ein Transformator, mit dem Übersetzungsverhältnis ü, an den primär ein Generator mit dem inneren Widerstand R_i angeschlossen ist, so ändern sich die in § 28b Bild 76 und 78 besprochenen Verhältnisse durch den Einfluß von C_{ga} zunächst derart, daß die natürliche Kapazität C_n um C_z zu vergrößern ist, wodurch sich auch die von C_n abhängigen Resonanzlagen und Anpassungsfrequenzen entsprechend zu tieferen Frequenzen verschieben. Dabei ist immer zu beachten, daß C_z von $\Re_a$ abhängt, sich unter Umständen also auch selbst mit der Frequenz ändert. Außerdem wirkt R_z je nach seinem Vorzeichen dämpfend oder entdämpfend ein. Negatives entdämpfendes R_z wirkt wie eine Erhöhung der positiven Wirkwiderstände, also besonders des vom Generator herrührenden $ü^2 R_i$ und wie eine gleich große Erhöhung der wirksamen Leerlaufspannung $ü\,U_1$, (vgl. Bild 77), während $\Im_k$ konstant bleibt. Das hat die in Bild 95 schematisch gezeichnete Veränderung der Frequenzkurve zur Folge. Der mittlere konstante Teil wird in die Höhe gehoben, die Verstärkung U_g/U_1 steigt, aber der konstante Frequenzbereich wird dabei immer schmäler. Schließlich wird $U_g/U_1 = \infty$, es tritt Selbsterregung ein. Bild 95 gilt für den normalen Fall, daß $ü^2 R_i$ groß ist. Es erregt sich dann im wesentlichen die Parallelresonanz, für die $\omega L_2 = 1/\omega C_n$

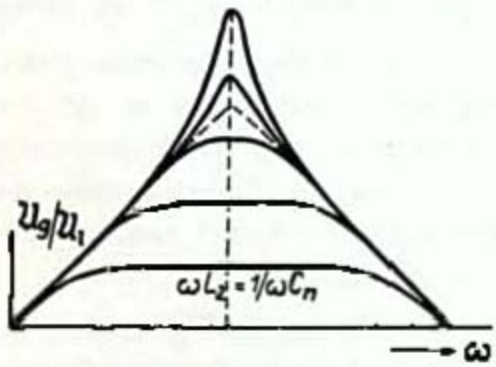

Bild 95. Änderung des Frequenzganges der Verstärkung durch eine entdämpfende Rückkopplung.

ist, (vgl. Bild 77) und zwar immer dann, wenn $R_n < \ddot{u}^2 R_i$ wird. Bei falsch gewählten Transformatoren, für die $\ddot{u}^2 R_i$ klein ist, erregt sich statt dessen die höher liegende Reihenresonanz $s\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_n}$ und zwar falls $R_n < \frac{s L_2}{\ddot{u}^2 R_i C_n} \approx \frac{s L_1}{R_i C_n}$ wird. Es erregen sich am leichtesten die Frequenzen, für die U/U_1 an sich schon groß ist, für die die Kurven in Bild 78 ausgeprägte Resonanzspitzen zeigen. Diese sind also möglichst zu vermeiden.

Unterbricht man den Verstärkereingang, d. h. schaltet man den Generator mit dem inneren Widerstande R_i vom Transformator ab, so stellt die Sekundärwicklung L_2 in Verbindung mit der natürlichen Kapazität C_n einen äußerst hochohmigen Resonanzkreis dar. Sobald daher $\Re_a$ für irgend eine Frequenz nur etwas induktiv ist, tritt dann praktisch fast stets Selbsterregung ein. Das Pfeifen der Verstärker beim Öffnen der Eingangsklemmen ist eine häufig zu beobachtende Erscheinung.

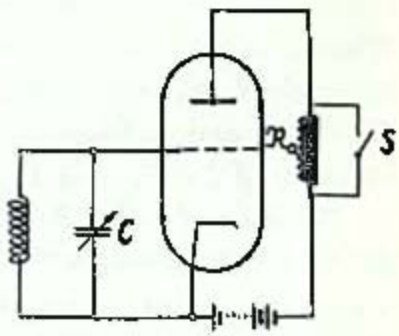

Bild 96. Schaltung zur indirekten Messung der natürlichen Kapazität C_{ga}.

Alle die hier beschriebenen eigenartigen Wirkungen der Gitter-Anoden-Kapazität sind auch experimentell genau bestätigt worden. Man benützt sie geradezu dazu, um aus ihnen rückwärts die Größe von C_{ga} zu messen; denn diese läßt sich wegen ihrer Kleinheit und der unlösbaren Verknüpfung mit den übrigen natürlichen Kapazitäten unmittelbar nur schwer bestimmen. Man verfährt dazu folgendermaßen. Man schaltet an das Gitter einen Drehkondensator C (Bild 96) und mißt irgend eine von ihm abhängige Größe, wie z. B. die Eigenfrequenz oder den Scheinwiderstand eines von ihm gebildeten Schwingungskreises und zwar zunächst, wenn der Anodenwiderstand $\Re_a = 0$, der Schalter S geschlossen ist. Dann öffnet man S und schaltet dadurch einen sehr großen Widerstand $\Re_a \gg R_i$, z. B. eine hochohmige Drosselspule, die Sekundärseite eines primär offenen

Gittertransformators oder auch einen auf die Meßfrequenz genau abgestimmten Parallelschwingungskreis ein. Man findet dann, daß man den Kondensator C um einen gewissen Betrag ΔC verkleinern muß, um wieder die alte Meßeinstellung, z. B. Resonanz im Gitterschwingungskreis zu erhalten. Es ist dann

$$\Delta C = C_z = \frac{1}{D} C_{ga}, \quad \text{oder} \quad C_{ga} = D \cdot \Delta C. \tag{185}$$

Ist $D = 1$ bis 10 %, so ist ΔC 100 bis 10 mal größer als C_{ga}, läßt sich also entsprechend leichter messen. Selbst bei Schirmgitterröhren (vgl. später), bei denen C_{ga} oft nur 0,01 cm groß ist, läßt sich diese Messung noch durchführen, weil für sie D meist sehr klein, unter 1 % groß ist. Es ergeben sich dann für ΔC immer noch Werte von über 1 cm. Wegen des großen inneren Widerstandes $R_i = 1/SD \approx 100000$ Ohm ist es dann nur nicht ganz leicht, $\Re_a$ groß gegen R_i zu machen. Dann ergibt sich die etwas umständlichere Formel (177) für den Zusammenhang zwischen $\Delta C = C_z$ und C_{ga}.

Die besonders bei Hochfrequenz äußerst störenden Einflüsse der Gitter-Anodenkapazität C_{ga} kann man dadurch wesentlich abschwächen, daß man eine zusätzliche Rückkopplung anbringt, die der durch C_{ga} hervorgerufenen Rückkopplung gerade entgegen wirkt, sie aufhebt. Die Schwierigkeit liegt dabei darin, daß beide Rückkopplungen nicht nur ihrer Größe, sondern auch ihrer Phase nach genau entgegengesetzt gleich sein müssen und daß dies nicht nur für eine bestimmte Frequenz der Fall sein muß, sondern für alle überhaupt verstärkten Frequenzen. Denn wenn für irgend eine Frequenz die restliche Rückkopplung nicht null ist, besteht immer die Möglichkeit der Selbsterregung für diese Frequenz. — Bild 97 zeigt die am häufigsten verwandte „Neutrodyn-Schaltung“. Der Kondensator C_n führt vom Gitter an einen Punkt N, dessen Spannung U_n möglichst genau 180° Phasenverschiebung gegenüber der Anodenspannung U_a haben soll. Verhält sich dann

$$C_n : C_{ga} = U_a : U_n, \tag{186}$$

so wird dem Gitter von N über C_n ein ebenso großer, entgegengesetzt gerichteter Ladestrom zugeführt wie von der Anode A

über die natürliche, äußerlich nicht vorhandene Kapazität C_{ga}, so daß sich die Wirkung beider aufhebt. Die Spannungen $\mathfrak{U}_n$ zwischen den Punkten NK und $\mathfrak{U}_a$ zwischen AK sind eigentlich nicht genau gegenphasig, weil der obere Teil AK des Differentialtransformators vom eigentlichen Röhrenstrom $\mathfrak{J}_a$ vermindert um den Strom durch C_{ga} durchflossen wird, der untere Teil NK dagegen nur von dem Strom durch C_n und die Kopplung beider Teile besonders bei Hochfrequenz nicht ganz fest ist. Praktisch sind aber die von diesen Strömen induzierten Spannungen nahezu ϱ, d. h. etwa 100 mal kleiner als die vom Strom im angekoppelten Schwingungskreis induzierten Spannungen. Die letzteren sind aber bei gleichsinnig fortlaufender Wicklung AN in

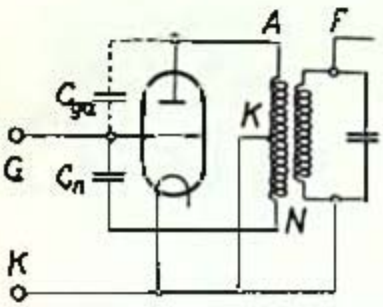

Bild 97a. Neutrodynschaltung mit Anodenhilfsspannung NK.

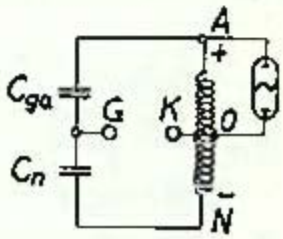

Bild 97b. Prinzipschaltung zu Bild 97a.

den beiden Teilen AK und NK des Differentialtransformators genau in der Phase entgegengesetzt. — Man kann auch C_n an den Punkt F anschließen, also die besondere Zusatzwicklung KN weglassen und an deren Stelle die den Schwingungskreis bildende Sekundärwicklung benutzen, wenn diese in gleichem Wicklungssinn gewickelt ist, so daß auch die Spannung in F mit der in A nahezu gegenphasig ist.

Eine andere Ausführungsform einer Neutrodynschaltung zeigt Bild 98. Bei dieser liegt der Differentialtransformator auf der Gitterseite. Die Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ zwischen A und K erzeugt keine Gitterspannung zwischen G und K, wenn die Spannung der Selbstinduktion in dem Teil GK gleich der Spannung der Gegeninduktion des anderen Teiles NK auf GK ist.

Ein etwaiger Abstimmkondensator C_g auf der Gitterseite wird zweckmäßig nicht über GK, sondern wie in Bild 98b gezeichnet, über GN angeschlossen. Man erkennt leicht, daß dann bei richtigem Abgleich der Schwingungskreis durch die Anodenspannung AK nicht angeregt werden kann.

Besonders günstig und vollkommen läßt sich die Gegentaktschaltung neutrodynisieren. Denn bei ihr sind die Anodenspannungen beider Röhren sehr genau nach Amplitude und Phase entgegengesetzt gleich. Man braucht also keinen mehr oder weniger unvollkommen wirksamen Differentialtransformator sondern legt je einen Neutrodynkondensator zwischen das Gitter der einen und die Anode der anderen Röhre. Vgl. den mittleren Teil von Bild 112 in § 34c.

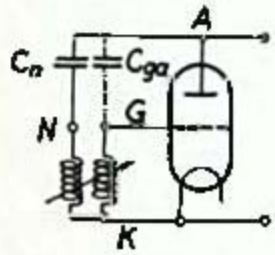

Bild 98a. Neutrodynschaltung mit Gitterhilfsspannung NK.

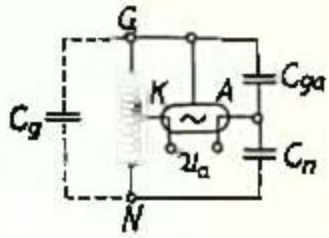

Bild 98b. Prinzipschaltung zu Bild 98a.

Statt eine schädliche Rückkopplung durch Hinzufügen einer zweiten Rückkopplung unwirksam zu machen, ist es natürlich besser, das Übel selbst, d. h. die Gitteranodenkapazität C_{ga} zu beseitigen. Das ist dadurch zu ereichen, daß man Gitter und Anode durch ein zweites engmaschiges Gitter elektrostatisch voneinander abschirmt.

(187) *Röhren mit einem solchen elektrostatischen Schutz zwischen Steuergitter und Anode heißen „Schirmgitterröhren".*

Bild 99 zeigt eine solche Röhre, Bild 100 die schematische Anordnung. Um den Heizdraht HH liegt die weitmaschige Spirale des Steuergitters G, um dieses die engmaschige Spirale des Schirmgitters S und um dieses der Anodenzylinder A. Mit dem Schirmgitter S ist seitwärts und unten ein metallischer Schirm verbunden, der auch an diesen Stellen einen Übertritt

elektrischer Kraftlinien von der Anode A zum Gitter und dessen Zuleitung G verhindert. Auch die Durchführungen von G und A durch die Glaswand dürfen natürlich nicht zusammen liegen. Man führt im allgemeinen G nach unten durch den Quetschfuß zum normalen Sockel, A nach oben aus der Röhre heraus zu einer besonderen Klemme. Ferner überzieht man die ganze äußere Glaswand mit einer metallischen Schicht, die an die Kathode angeschlossen ist, damit auch die weitere Zuleitung zu A nicht von außen durch die Glaswand hindurch

Bild 99. Schirmgitterröhre. Oberer Teil der Glasglocke entfernt.

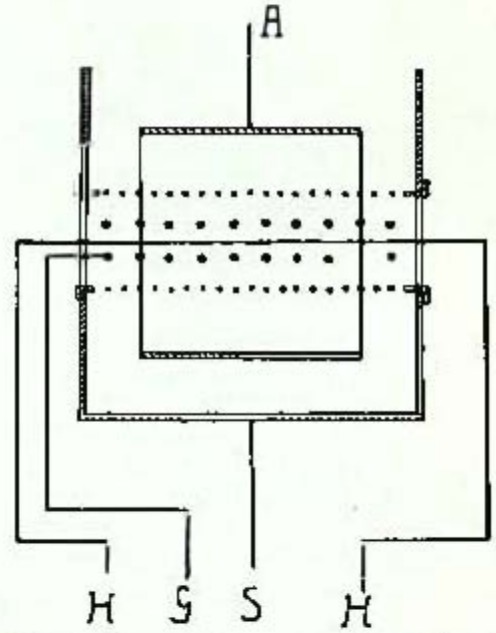

Bild 100. Schematischer Schnitt durch eine Schirmgitterröhre.

auf G einwirken kann. Schließlich muß man auch darauf achten, daß alle weiteren an A angeschlossenen Schaltelemente sorgfältig durch geerdete Metallzwischenwände von den an G angeschlossenen Schaltelementen allseitig abgeschlossen sind. Auf diese Weise ist es tatsächlich gelungen, die vorher so störenden Wirkungen der Gitter-Anodenkapazität ohne jede Neutrodyn-

schaltung vollständig zu beseitigen. — Neben und unabhängig von dieser für die Arbeitsweise der Schaltung wichtigen elektrostatischen Abschirmung hat das Schirmgitter in der Arbeitsweise der Röhre noch die Vorteile, die nach § 7 und 15 mit Doppelgitterröhren ganz allgemein verbunden sind.

§ 31. Mehrfachverstärker.

a) Der Wechselstrom. Einer der gewaltigsten Fortschritte, die die Verstärkertechnik gebracht hat, beruht darauf, daß es keine Schwierigkeiten macht, den durch eine Röhre verstärkten Strom einer zweiten Röhre zuzuführen und dort nochmals zu verstärken. Dies Verfahren kann man beliebig wiederholen und so jeden gewünschten Verstärkungsgrad herstellen. Auf diese Weise werden z. B. beim Tonfilm die fast unmeßbar kleinen Ströme der Photozelle ohne Schwierigkeit in 3 bis 4 Stufen bis zu der Intensität gesteigert, die ein Riesenlautsprecher braucht, oder bei Rundfunksendern die winzigen durch den Piezoeffekt entstehenden elektrischen Ladungen eines mechanisch schwingenden Quarzkristalls in 6 bis 7 Stufen bis zu Leistungen von 100 Kilowatt und mehr verstärkt, die von der Antenne ausgestrahlt die ganze Erde umspannen! Die Leistungsgrenze nach oben für den verstärkten Strom ist nur durch wirtschaftliche Fragen bestimmt, die Leistungsgrenze nach unten für den zu verstärkenden Strom ausschließlich durch die Störungen, die mit verstärkt werden und den zu verstärkenden Strom verdecken, wenn sie stärker sind als dieser. Wo hier die Grenze liegt, wird in § 33 besprochen werden.

Grundsätzlich setzt sich jeder Mehrfachverstärker zusammen aus einem Verstärker-Eingang, aus einer oder mehreren Zwischenschaltungen je nach der Anzahl der verwandten Röhren und aus einem Verstärker-Ausgang. Für jeden dieser Teile gilt auch in ihrer Zusammensetzung das in § 27—30 Gesagte. Die Verstärkungsgrade der einzelnen Röhren multiplizieren sich dann einfach miteinander. Ist die Spannungverstärkung einer Stufe 20fach, so ereicht man mit 2 Stufen 400fache, mit 3 Stufen

8000fache, mit 4 Stufen 160 000fache Verstärkung. Bei 50facher Verstärkung je Stufe würde man 125 000fache Verstärkung, also etwa ebensoviel mit 3 Stufen erreichen. Es kommt aber oft auf eine Röhre mehr oder weniger nicht viel an und es ist dann gar nicht so wichtig, die Verstärkung je Stufe extrem hoch zu treiben, weil das bezüglich des Frequenzganges und besonders bezüglich der in § 30 besprochenen Wirkung von C_{ga} oft mit Nachteilen verbunden ist und man statt dessen mit einer Stufe mehr oft besser wegkommt.

Auch die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung setzt sich aus der der einzelnen Teile zusammen. Wählt man für die graphische Darstellung der Verstärkung wie üblich einen logarithmischen Maßstab (vgl. Bild 76 und 78), so sind die einzelnen Frequenzkurven einfach zu addieren.

Lauter horizontale Kurventeile geben addiert wieder einen horizontalen, frequenzunabhängigen Teil. Lauter schräg abfallende Teile ergeben addiert einen entsprechend stärker abfallenden Teil, also eine sehr starke Abnahme der Verstärkung mit der Frequenz. Ansteigende und abfallende Teile können addiert bei richtiger Bemessung einen horizontalen Verlauf ergeben. Auf diese Weise kann man zum Teil einen ungünstigen Frequenzgang der einen Stufe durch entsprechende Wahl des Frequenzganges einer anderen Stufe wieder verbessern.

In Bild 101 stellen a_1 und a_2 die Frequenzkurven je einer Stufe dar, wie man sie für die Sperrkreiskopplung gemäß Bild 84 erhält. Es sind normale Resonanzkurven mit hier maximal 16facher Verstärkung. Beide Stufen sind nicht genau auf dieselbe Frequenz abgestimmt. Die Gesamtverstärkung beider Stufen hat dann den Verlauf der Kurve b. Die maximale Verstärkung ist nur etwas über 64fach, behält aber diesen Wert in einem ziemlich breiten Frequenzbereich nahezu gleichmäßig bei. Wären beide Stufen genau gleich auf die mittlere Frequenz abgestimmt, so würde man eine Gesamtverstärkung gemäß Kurve c von maximal 256fach erhalten, die aber sofort sehr steil nach beiden Seiten abfallen würde.

Alle Röhren eines Mehrfachverstärkers bis auf die letzte

arbeiten auf das im allgemeinen stromlose Gitter der folgenden Röhre. Es kommt bei ihnen also nur auf eine reine Spannungsverstärkung an. Man muß $\mathfrak{R}_a$ möglichst groß gegen R_i machen. Die Anodenwechselströme bleiben dabei meist so klein, daß merkliche Verzerrungen nicht auftreten. Nur die letzte Röhre muß im allgemeinen die ihr zugeführte Gitterwechselspannung in eine möglichst große Wechselstromleistung umsetzen. Bei kleinen Leistungen, bei denen es nur auf den Verstärkungsgrad ankommt, arbeitet man hier in Widerstandsanpassung $\mathfrak{R}_a = R_i$. Bei größeren Leistungen aber, wo man auf Verzerrungen oder auf die Anodenerwärmung Rücksicht nehmen muß, gelten die für den Kraftverstärker aufgestellten Richtlinien, nach denen $\mathfrak{R}_a = \frac{h}{j}\frac{U_a}{J_a}$ sein muß; das ist im allgemeinen wesentlich größer als R_i (vgl. § 13).

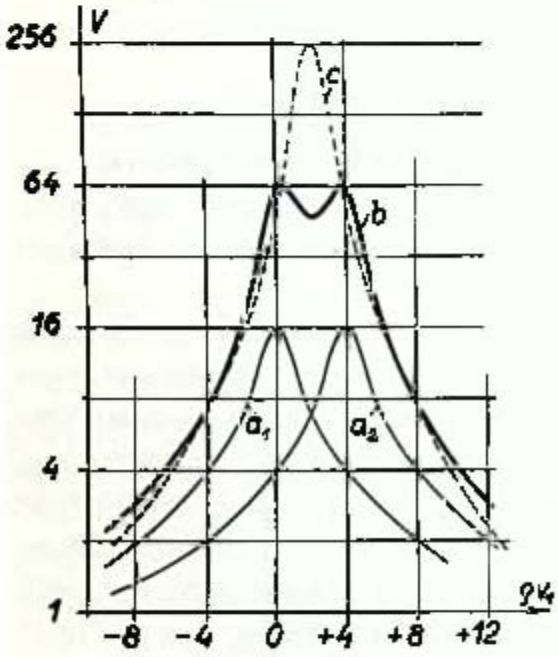

Bild 101. Zusammensetzung der Gesamtverstärkung aus zwei etwas gegeneinander verstimmten Verstärkerstufen.

b) Die Hilfsspannungen. Wenn auch der Verlauf des Wechselstromes und seine Verstärkung theoretisch das wichtigste Problem ist, so spielt doch praktisch der Gleichstrom, die Erzeugung der vielfachen Gleichspannungen in der erforderlichen Größe und Konstanz, eine fast ebenso wichtige Rolle. Braucht doch jede Verstärkerröhre für sich drei verschiedene Stromquellen, nämlich für die Heizung der Kathode, für die negative Gittervorspannung und für den Anodengleichstrom. Das macht die Anwendung von Verstärkern in vielen Fällen recht umständlich. Früher verwandte man dafür drei verschiedene Batterien und ist auch

jetzt noch bei tragbaren Verstärkern darauf angewiesen. In den weitaus meisten Fällen betreibt man jetzt aber alle drei Stromquellen für alle Röhren aus einem einzigen Anschluß an ein Starkstromnetz.

Bei Batterie-Verstärkern verwendet man für die Heizung in Deutschland durchweg 4 Volt und besondere Röhrentypen mit einem extrem dünnen Heizdraht, so daß man mit einer möglichst geringen Heizstromstärke, etwa 0,06 A für Vorverstärker und 0,15 A für Kraftverstärker auskommt. Bei Mehrfachverstärkern werden alle Röhrenheizungen parallel geschaltet. Die gleichen Röhren können auch bei Anschluß an ein Gleichstromnetz verwandt werden, werden dann aber in Reihe geschaltet, um an Gleichstrom zu sparen. Hierfür sind aber besser indirekt geheizte Röhren mit einer höheren Spannung, etwa 20 Volt bei 0,18 A geeignet. Da die Gleichstromnetze eine Spannung von 110 oder 220 Volt haben, steht ja auch bei der Reihenschaltung mehrerer Röhren eine hinreichend hohe Spannung zur Verfügung. Der nicht ausgenutzte Teil der Spannung muß sowieso in einem Vorschaltwiderstand vernichtet werden. Im Gegensatz dazu hat man bei Wechselstrom-Netzanschluß die Möglichkeit, die Spannung durch einen Transformator beliebig herabzusetzen. Man verwendet meist 4 Volt, aber größere Stromstärke, 1 Amp., da es ja bei Netzanschluß auf eine Leistung von wenigen Watt nicht ankommt. Für die ersten Stufen muß man bei Wechselstrom stets Röhren mit indirekter Heizung verwenden, weil ein Wechselspannungsabfall von 4 Volt längs der Kathode, der dann teilweise zwischen den einzelnen Punkten der Kathode und dem Gitter liegt, ein zu starkes Netzbrummen verursacht. Bei großen Endröhren, die 50 und mehr Volt Gitterwechselspannung zum Aussteuern brauchen, stört dies verhältnismäßig weniger. Man legt bei Wechselstromheizung die „Nullspannung", d. h. den Abzweig zum Gitter und zur Anode zweckmäßig nicht an ein Ende, sondern in die elektrische Mitte des Heizdrahtes, die man sich durch einen „Symmetrierwiderstand" künstlich außerhalb der Röhre herstellt (vgl. Bild 102 oben R_{sy}. Die Klemmen U_h führen zu den Enden des Heizdrahtes).

Die positive Spannung der einen Hälfte wird dann durch die negative Spannung der anderen Hälfte des Heizdrahtes gegen das Gitter in ihrer Wirkung zum großen Teil aufgehoben. Man stellt meist durch empirisches Einregulieren des Symmetrierwiderstandes auf das Minimum des Netzbrummens ein und kompensiert so zum Teil auch andere Ursachen des Netzbrummens, die z. B. von der magnetischen Wirkung des Heizstromes, von der Welligkeit des Anodenstroms (vgl. den folgenden Absatz) oder von magnetischen oder kapazitiven Beeinflussungen durch die Netzspannung herrühren können.

Die Anodengleichspannungen sollten, wie in Teil A ausgeführt, an sich immer möglichst groß sein. Bei Batterieempfängern beschränkt man sich aber meistens auf 100 Volt oder noch weniger, besonders wenn keine größeren Ausgangsleistungen verlangt werden. Man verwendet meist eine kleine Trockenbatterie, die für alle Röhren gleichzeitig dient. Die negative Gittervorspannung von einigen wenigen Volt wird dann auch durch ein oder zwei Trockenelemente erzeugt, die meist mit der Anodenbatterie zu einem Ganzen vereinigt sind. Auch die Gitterbatterie kann für alle Röhren gemeinsam benutzt werden. Bei hoher Verstärkung, etwa über 100fach, kann der innere Widerstand sowohl bei der Gitter- als auch bei der Anodenbatterie zu störenden Rückkopplungen führen (vgl. § 32).

Bei Gleichstrom-Netzanschluß verwendet man die vorhandene Gleichspannung, meist 110 oder 220 Volt, selbst als Anodenspannung. Da die meisten Netzspannungen störende Geräusche verursachen, muß man sie erst von diesen reinigen. Dies geschieht in derselben Weise, wie es später beim Wechselstromnetzanschluß beschrieben ist. Auch die negativen Gittervorspannungen erzeugt man meist, wie dort beschrieben, durch den Spannungsabfall des Anodenstromes über einen zu diesem Zwecke besonders eingeschalteten Widerstand R_n (vgl. z. B. Bild 102). Bei 110 Volt Netzspannung kommt es sehr darauf an, daß durch die Siebung kein wesentlicher Spannungsabfall eintritt, weil 110 Volt an sich schon als Anodenspannung ziemlich niedrig ist.

Bei einem Wechselstrom-Netzanschluß muß man die er-

forderlichen Gitter- und Anodengleichspannungen durch einen besonderen Gleichrichter erzeugen. Für Spannungen bis etwa 1000 Volt und Leistungen bis etwa 100 Watt sind dafür Gleichrichterröhren entwickelt worden, die fast denselben Aufbau wie die Verstärkerröhren haben. Es sind zum Teil dieselben Hochvakuumröhren mit Glühkathode und Anode, es fehlt nur das Gitter; zum Teil verwendet man aber auch eine Quecksilberdampf- oder Edelgasfüllung. Die dann entstehenden positiven Ionen vermindern die Raumladung der negativen Elektronen, so daß man dieselben Stromstärken mit kleineren Anodenspannungen, also auch mit kleinerer Anodenerwärmung des Gleichrichters erhält. Auch für ganz große Spannungen (16 kV) und Leistungen (300 kW), wo man früher besondere Gleichstrommaschinen verwandte, haben sich Gleichrichter als günstiger erwiesen. Die früher verwandten Hochvakuumgleichrichter mußten bei Leistungen über 5 kW Wasserkühlung erhalten, während neuere Quecksilberdampfgleichrichter, die mit von außen geheizter Glühkathode oder aber auch mit sich selbst heizender Lichtbogenkathode arbeiten, einen so geringen inneren Spannungsabfall besitzen, daß bis zu den höchsten Leistungen Luftkühlung ausreicht.

Man unterscheidet Einweg- und Vollweg- oder Zweiweg-Schaltungen. Die ersteren richten nur eine, die letzteren beide Halbwellen der Wechselspannung gleich, haben daher die doppelte Pulsationsfrequenz. Für die letzteren verwendet man am besten die Gegentaktschaltung (Bild 102), bei der der Transformator durch den Gleichstrom nicht vormagnetisiert wird, weil beide Hälften vom Gleichstrom in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden. Die so durch Gleichrichtung erzeugte pulsierende Gleichspannung kann für Tonfrequenzverstärker noch nicht ohne weiteres verwandt werden, würde ein starkes Netzbrummen erzeugen. Sie muß vorher noch stark gesiebt, von allen akustisch hörbaren Spannungsschwankungen befreit werden. Bei Mehrfachverstärkern müssen die Spannungen für die ersten Röhren stärker gesiebt werden als die für die folgenden Röhren. Es werden ja nicht nur die Signalspannungen, sondern auch die Störspannungen

von der ersten Röhre aus durch die folgenden Röhren mit verstärkt. Um an Schaltelementen und elektrischer Leistung zu sparen, treibt man die Siebung nur so weit, wie es die nachfolgende Verstärkung verlangt. Die stufenweise Siebung geschieht so, daß man die störenden Wechselspannungen abwechselnd durch einen möglichst großen Längswiderstand abdrosselt und durch einen möglichst kleinen Querwiderstand kurzschließt. Ist das Verhältnis der Widerstände a : 1, so sinkt die Spannung je Stufe auf 1/a herab (für $a \gg 1$). Für $a = 10$ erreicht man mit 2 Stufen 1/100, mit 3 Stufen 1/1000. Das sind Werte, die man mit einer Stufe meist viel schwerer oder gar nicht herstellen könnte. Als Längswiderstände wären am besten Drosselspulen geeignet. Diese

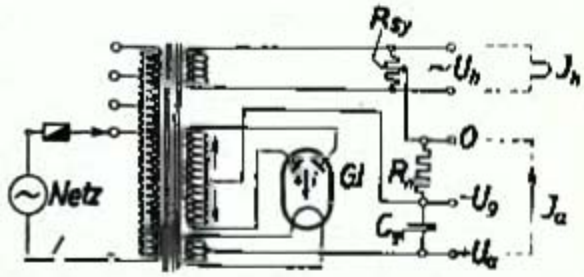

Bild 102. Wechselstrom-Netzanschlußteil. U_h = Heizspannung. R_{sy} = Symmetrierwiderstand zur Brummbeseitigung. Gl = Gleichrichter mit getrennter Heizung. R_n = Widerstand zur Erzeugung der negativen Gittervorspannung U_g.

sind aber nicht nur wesentlich teuerer, sondern auch wesentlich umfangreicher und dadurch mit einer größeren schädlichen natürlichen Kapazität behaftet, als Ohmsche Widerstände (vgl. Bild 105). Letztere haben den Nachteil, daß ihr Widerstandswert nicht so groß gemacht werden darf, weil sie nicht nur die Wechselspannungen sondern auch die Gleichspannung schwächen. Für mehrere Stufen ist die Schwächung für den Gleichstrom freilich nur additiv, nicht multiplikativ wie für den Wechselstrom. Als Querwiderstände kommen nur Kondensatoren in Betracht. Für eine Frequenz von 100 Hertz — das ist bei einem Vollweg-Gleichrichter, der 50 Hertz gleichrichtet, die tiefste Pulsationsfrequenz — stellt ein Kondensator von 1 μF noch einen Widerstand $\frac{1}{\omega C} =$

1600 Ohm dar. Die Siebwirkung tritt aber nur ein, wenn der Querwiderstand wesentlich kleiner als der Längswiderstand ist. Der letztere müßte also mindestens 10 000 Ohm groß sein. Das ergibt aber je mA Gleichstrom einen Abfall der Gleichspannng von 10 Volt. Das ist für Röhren mit einem kleinen Ruhestrom von 1 bis 2 mA noch zulässig, aber nicht mehr für eine Endröhre mit 20 bis 40 mA Ruhestrom. Hieraus ergibt sich der folgende Satz:

(188) *Im Interesse einer leicht herstellbaren Siebung der Betriebsspannung ist es erwünscht, den Arbeitspunkt auf der Kennlinie möglichst tief nach unten, in das Gebiet kleinen Ruhestroms zu verlegen.*

Denn je kleiner der Ruhestrom, desto größer kann man die Längswiderstände wählen, desto kleiner kann man dann die teueren Querkondensatoren machen.

c) **Zahlenbeispiel.** Die ganzen Verhältnisse werden am besten an einem zahlenmäßig durchgeführten Beispiele klar. Bild 103 stellt die Schaltung eines Dreiröhrenverstärkers dar, von dem Bild 104 die innere Ansicht zeigt. Die kräftige Eingitterendröhre 3 ist auf der Anodenseite mit dem Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_{a_3} = \frac{h U_{a_3}}{j J_{a_3}}$ in Gestalt eines über einen Ausgangstransformator angeschlossenen Lautsprechers belastet, der eine unverzerrte Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2} h j U_{a_3} J_{a_3} = 2$ Watt verbraucht. Bei einen Ruhestrom $J_{a_3} = 30$ mA ergibt sich für eine Spannungsausnutzung $h = 0{,}6$ und eine Stromaussteuerung $j = 1$ $U_{a_3} = 211$ Volt und $\mathfrak{R}_{a_3} = 4220$ Ohm. Infolge des großen Ruhestroms kann als Längswiderstand für das Anodensieb kein Ohmscher Widerstand, sondern nur eine Drosselspule Dr verwandt werden. Diese hat einen Gleichstromwiderstand von nur 800 Ohm, so daß die Spannung in ihr nur um 24 Volt abfällt. Für $f = 100$ Hertz hat sie bei $L = 30$ Hy dagegen den großen Scheinwiderstand $\omega L = 20\,000$ Ohm.

Der Hochvakuum-Vollweggleichrichter Gl, dessen Schaltung im einzelnen in Bild 102 dargestellt war, erhält vom Netztransformator eine Spannung von 2.270 Volt_{eff}, liefert daher bei Leerlauf eine Gleichspannung von $270\sqrt{2} = 380$ Volt. Bei

einer Gleichstromentnahme von 30 mA fällt die mittlere Spannung an Gl auf 290 Volt ab. Ferner tritt in dem Widerstande $R_n = 1300$ Ohm für die negative Gittervorspannung ein Abfall von $U_{g_3} = 40$ Volt ein (vgl. später). Hinter der Drosselspule herrscht also eine Gleichspannung von $290 - 24 - 40 = 226$ Volt. Ferner verursacht der Gleichstromwiderstand der primären Transformatorwicklung (500 Ohm) einen Spannungsabfall von 15 Volt, so daß die für die Röhre 3 wirksame Anodenspannung $U_{a_3} = 211$ Volt beträgt. Durch den Gleichrichter Gl wird der Kondensator C_{gl} von $6\,\mu$F 100mal je Sekunde stoßweise aufgeladen, während er über die Drosselspule Dr kontinuierlich mit 30 mA entladen wird. Dadurch treten Spannungsschwankungen[1]) von $\frac{1}{2}\frac{J_a}{100\,C} = 25$ Volt, d. h. eine störende Wechselspannung von der Amplitude $U_s = \pm 12{,}5$ Volt über dem Kondensator C_{gl} auf. Diese Wechselspannung schließt sich über die Drossel Dr, den oberen Kondensator von $6\,\mu$F und den Widerstand $R_n = 1300$ Ohm. Der Kondensator $6\,\mu$F hat einen Widerstand $\frac{1}{\omega C} = 265$ Ohm. Die Spannung U_s wird also zwischen Drossel und Kondensator im Verhältnis $20\,000 : 265$ geteilt. Die für die Röhre 3 wirksame Anodenspannung U_{a_3} hat also nur noch eine Welligkeit von $\pm U_s \frac{265}{20000} = 0{,}17$ Volt. Das ist ausreichend, da die Signalspannung U_{a_3} am Lautsprecher für $h = 0{,}6$ bei bei voller Aussteuerung (= fortissimo) $U_{a_3} = h \cdot U_{a_3} = 127$ Volt beträgt. Wenn auch die Pianissimo-Stellen etwa 100mal kleinere Signalspannungen besitzen, so ist doch zu beachten, daß 100 Hertz nur schlecht hörbar sind und die höheren Frequenzen einerseits in der Gleichrichterspannung wesentlich schwächer vertreten sind, anderseits durch Drossel und Kondensator viel stärker gesiebt werden; die dreifache Oberschwingung wird z. B. $3^2 = 9$mal mehr geschwächt.

Die erste und zweite Röhre besitzen als Anodenwiderstände Ohmsche Widerstände $R_a = 0{,}5 \cdot 10^6$ Ohm und dementsprechend

[1]) Erfolgt die Aufladung nicht stoßweise, so sind die Schwankungen kleiner, praktisch oft nur halb so groß.

Ruheströme J_a von etwa 0,2 mA (vgl. § 6 d). Es ist daher ohne weiteres möglich, als Längswiderstände für das Anodensieb an dieser Stelle Ohmsche Widerstände $R_{sa} = 0{,}05$ Megohm $= 50\,000$ Ohm

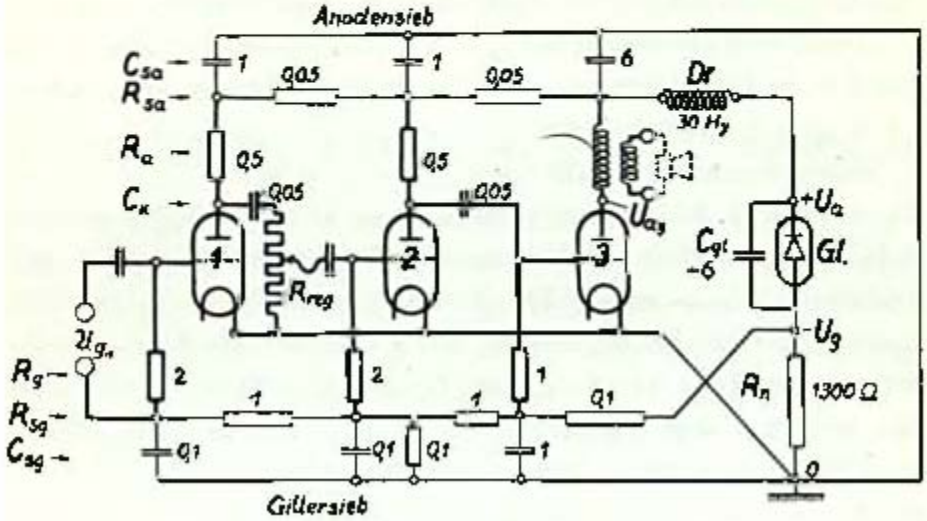

Bild 103. Schaltungsschema eines 3-Röhren Tonfrequenzverstärkers mit Widerstandskopplung. Zahlwerte der Widerstände in Megohm, der Kondensatoren in μF.

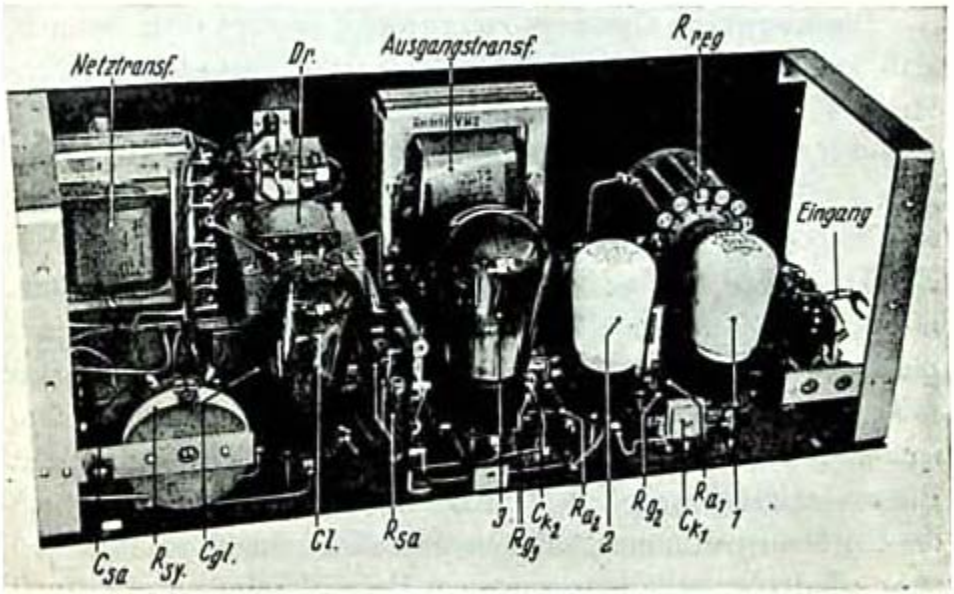

Bild 104. Innerer Aufbau des Verstärkers von Bild 103. (Gehäuse abgenommen.)

zu nehmen. In dem zweiten Widerstand fällt dann die Spannung um $2 J_a R_{sa} = 20$ Volt, im ersten Widerstand um $J_a R_{sa} = 10$ Volt ab, sodaß für die erste Röhre immer noch eine Anodengleichspannung von $226 - 30 = 196$ Volt in Rechnung zu setzen ist.

Die Querkondensatoren $C_{sa} = 1\,\mu F$ haben einen Scheinwiderstand von 1600 Ohm, so daß die Störspannung an der Anode der 2. Röhre $\frac{1600}{50000} \approx \frac{1}{30}$ von der der 3. Röhre ist, ebenso ist die an der 1. Röhre nochmals 30mal kleiner als die an der 2. Röhre, also 900mal kleiner als die an der 3. Röhre. Die Endröhre 3 mit einem Durchgriff $D = 25\% = \frac{1}{4}$ verstärkt spannungsmäßig bei $\Re_{a_3} = 3 R_{i_3}$ nur $\frac{3}{4} \cdot 1/D_3 = 3$fach; die ersten Röhren mit $D = 4\% = \frac{1}{25}$ bei $R_a = 4 R_i$ 20fach. Grundsätzlich brauchte also das Glied 1 des Anodensiebs nur 20fach, das Glied 2 nur 3fach abzuschwächen, wenn alle drei Röhren gleich viel zur Störung beitragen sollten. Da hier aber eine stärkere Siebung keine erheblichen Kosten verursacht, wird man im Interesse der Gleichartigkeit gern beide Glieder gleich machen und so groß, daß die beiden ersten Röhren praktisch gar nichts mehr zur Störung beitragen.

Die negative Gittervorspannung erzeugt man dadurch, daß man den vom Gleichrichter erzeugten gesamten Anodenstrom J_a durch einen Widerstand R_n schickt. Es ist dann $U_g = J_a R_n$. Bei Eingitter-Endröhren wird nach Tafel V in § 13

$$U_g = \frac{j + 1{,}5\,h}{j + 1{,}5} D U_a = 0{,}76\, D U_a \text{ für } j = 1 \text{ und } h = 0{,}6.$$

Bei $D = 25\%$ ist das 19% der Anodenspannung der Endröhre, also $U_{g_3} = 40$ Volt für $U_{a_3} = 211$ Volt. Der Gleichrichter muß die Gesamtspannung $U_a + U_g$ aufbringen, seine Betriebsspannung muß also um U_g größer sein als die erforderliche Anodenspannung U_a. Es ist also auch in dieser Hinsicht ungünstig, Röhren mit sehr großem Durchgriff zu verwenden. — Auch die Gittervorspannungen müssen natürlich gesiebt werden und zwar wieder gestaffelt, in unserem Beispiel mindestens 20mal stärker für die 2. Röhre als für die 3. und weiter mindestens 20mal stärker für die 1. Röhre als für die 2. Das ist hier

aber wesentlich leichter zu erreichen, weil die Widerstände von keinem Gleichstrom durchflossen werden, also auch kein Spannungsabfall zu befürchten ist. Sie können daher sehr hochohmig gemacht werden, so daß man mit entsprechend kleinen Querkondensatoren $C_{sg} = 0{,}1\,\mu F$ auskommt. — Für die 1. und 2. Röhre ist nur eine negative Vorspannung von etwa 3,5 Volt erforderlich. Bei einer maximalen Wechselspannung $U_{g_3} = U_{g_3} = 40$ Volt an Röhre 3 und 20facher Spannungsverstärkung wird ja $U_{g_2} = \frac{40}{20} = 2$ Volt maximal and U_{g_1} nochmals 20mal kleiner. Die Verkleinerung der Vorspannung von U_{g_3} auf $U_{g_1} = U_{g_2} = \frac{1}{12} U_{g_3}$ besorgt der Spannungsteiler, der durch den Querwiderstand von 0,1 Ohm hinter den Längswiderständen von 1 und 0,1 Ohm gebildet wird.

Dem Verstärkereingang, d. h. hier unmittelbar dem Gitter der ersten Röhre muß maximal eine Wechselspannung $U_{g_1} = 0{,}1$ Volt zugeführt werden. Es entsteht dann an der zweiten Röhre $U_{g_2} = 2$ Volt, an der dritten Röhre $U_{g_3} = 40$ Volt und an deren Anode $U_{a_3} = 127$ Volt. Das ergibt insgesamt eine Spannungsverstärkung $U_{a_3}/U_{g_1} = 1270$ fach. Hat der Lautsprecher einen Widerstand von 100 Ohm, so muß der Ausgangstransformator eine Übersetzung $\ddot{u} = \sqrt{\frac{4220}{100}} = 6{,}5$ erhalten, so daß die nach außen zum Lautsprecher gehende Leitung nur eine Wechselspannungsamplitude von 20 Volt führt. Äußerlich hat der Verstärker also nur eine 200fache Spannungsverstärkung. Bei einem Gitterableitewiderstand $R_{g_1} = 2 \cdot 10^6$ Ohm wird am Verstärkereingang bei $U_{g_1} = 0{,}1$ Volt nur ein Wirkstrom $\mathfrak{J}_{g_1} = 5 \cdot 10^{-8}$ A verbraucht. Der durch die natürlichen Kapazitäten entstehende, zur Aufladung des Gitters erforderliche Blindstrom ist bei 1000 Hertz ebenso groß, zumal die Gitter-Anodenkapazität hier infolge $U_{a_1}/U_{g_1} = 20$ fach, stark wirksam ist. Es ist also insgesamt etwa ein Strom von $7 \cdot 10^{-8}$ A am Eingang erforderlich. Die Endröhre liefert bei einer Stromaussteuerung $j = 1$ einen Wechselstrom $\mathfrak{J}_{a_3} = J_{a_3} = 30$ mA. So ergibt sich eine Stromverstärkung $\mathfrak{J}_{a_3}/\mathfrak{J}_{g_1} = 4{,}3 \cdot 10^5$ fach. In der Ausgangsleitung hinter dem Transformator fließt ein Strom von 0,2 A

zum Lautsprecher, so daß der Verstärker äußerlich eine $2{,}95 \cdot 10^6$ fache Stromverstärkung hat. Die Eingangs-Scheinleistung ist $\frac{1}{2} \cdot 0{,}1 \cdot 7 \cdot 10^{-8} = 3{,}5 \cdot 10^{-9}$ Watt. Das ergibt bei 2 Watt Ausgangsleistung eine $5{,}7 \cdot 10^8$ fache Leistungsverstärkung und eine $2{,}4 \cdot 10^4$ fache „lineare Verstärkung". Man rechnet in der Schwachstromtechnik lieber mit Strömen und Spannungen als mit Leistungen. Die Strom- und Spannungsverstärkungen sind aber, wie die obigen Angaben zeigen, bei ungleichen Widerständen am Eingang und Ausgang einzeln für sich kein richtiges Kennzeichen für den Verstärkungsgrad. Ein gewöhnlicher Transformator mit dem Übersetzungsfaktor ü würde ja eine „Stromverstärkung" 1/ü und eine „Spannungsverstärkung" ü geben. Man rechnet daher meist mit der

$$\text{(189)} \quad \begin{aligned} \textit{linearen Verstärkung} &= \sqrt{\textit{Strom- mal Spannungsverstärkung}} \\ &= \sqrt{\textit{Leistungsverstärkung}}. \end{aligned}$$

Der Widerstand R_{reg} hinter der ersten Röhre dient zur Regulierung der Verstärkung. Er wirkt als Spannungsteiler für die Anodenwechselspannung U_{a_1}. Man verwendet hierzu nicht den vom Gleichstrom durchflossenen Widerstand R_a, sondern einen besonderen kapazitiv gegen Gleichstrom verriegelten Widerstand R_{reg}, weil sonst beim Regulieren starke Knackgeräusche infolge von Gleichspannungsstößen eintreten würden. Die Regulierung muß vor der 2. Röhre einsetzen. Denn die 2. Röhre verträgt wegen der negativen Gittervorspannung von nur — 3,5 Volt keine wesentlich höheren Wechselspannungen als die normale von 2 Volt. Die erste Röhre, die die gleiche negative Vorspannung hat, verträgt dagegen infolge der normal 20 mal kleineren Gitterspannung eine 20fache Überlastung. An sich wäre es noch besser, die Regulierung unmittelbar am Verstärkereingang vorzunehmen. Dort würde aber die Einschaltung eines so großen Apparates nebst Zuleitungen infolge seiner natürlichen Kapazitäten zu sehr stören. Der auf Bild 104 sichtbare runde Symmetrierwiderstand R_{sy} überbrückt, wie in Bild 102 gezeichnet, die Wechselstromheizspannung $U_h = 4$ Volt, die in einer besonderen Wicklung des Netztransformators mit erzeugt wird. R_{sy} ist ein Spannungs-

teiler, der durch die Schraube in seiner Mitte so einreguliert wird, daß das Netzbrummen ein Minimum wird (vgl. oben unter b). Die Endröhre 3 wird direkt, die ersten Röhren 1 und 2 indirekt in Parallelschaltung mit der Wechselspannung $U_h = 4$ Volt geheizt. Diese Leitungen für den Heizstrom sind in Bild 103 nicht mit eingezeichnet.

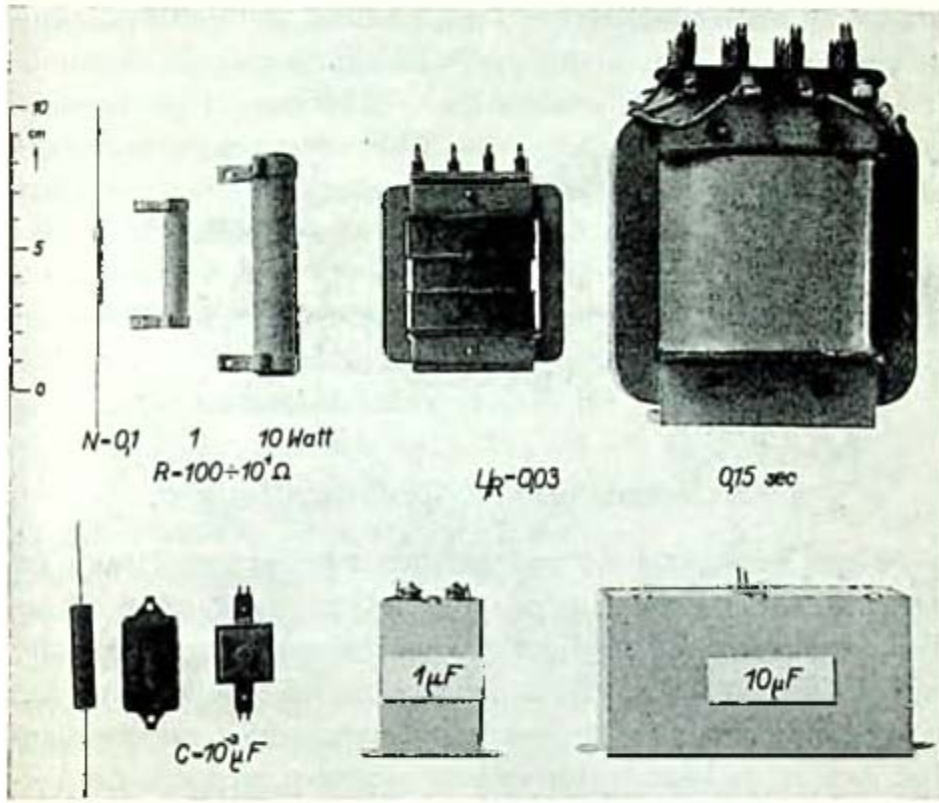

Bild 105. Maßstäbliche Zusammenstellung von Widerständen, Induktivitäten (Transformatoren) und Kapazitäten für Verstärker.

Alle Teile sind räumlich so angeordnet, daß die empfindlichsten Teile des Verstärkereingangs vom Verstärkerausgang und dem Gleichrichter nebst Netztransformator möglichst weit entfernt sind und durch die zwischen ihnen liegende weniger empfindliche Röhrenstufe 2 in gewissem Maße noch elektrostatisch abgeschirmt werden. Ein in Bild 104 abgenommenes, geerdetes Metallgehäuse vergrößert noch die innere Abschir-

mung. Es dient hauptsächlich auch zur Abschirmung äußerer elektrischer Felder. Die unter gleicher Wechselspannung stehenden Koppelelemente R_{a_1}, C_{k_1}, R_{g_2} ebenso wie R_{a_2}, C_{k_2}, R_{g_3} liegen ganz dicht nebeneinander und sind äußerst klein gehalten, um die natürlichen Kapazitäten klein zu halten. Bild 105 zeigt eine Zusammenstellung von Einzelteilen. Für die stromlosen Widerstände R_g wählt man die kleinste Type, für die Widerstände R_a eine etwas größere Type, da diese 200 Volt Spannung führen und von dem, freilich meist kleinem Anodenstrom durchflossen werden. Die maßstäbliche Abbildung zeigt deutlich, wie viel kleiner und billiger eine Widerstandskopplung ausfällt als eine Transformator- oder Drosselspulenkopplung. Besonders wenn tiefe Frequenzen mit verstärkt werden sollen, muß das Verhältnis L/R groß sein. Denn wenn ωL nicht mehr groß gegen R ist, verliert die Drosselspule vor einem Ohmschen Widerstand ihren Sinn.

Weitere Beispiele für Mehrfachverstärker siehe § 34.

§ 32. Schutz gegen Rückkopplungen.

Einer der wichtigsten und zugleich schwierigsten Punkte ist bei hohen Verstärkungen die Vermeidung ungewollter Rückkopplungen, irgend einer Rückwirkung der verstärkten Spannung auf die unverstärkte. Wird durch eine solche Rückkopplung eine höhere unverstärkte Spannung hervorgerufen, als ursprünglich da war, so kann Selbsterregung eintreten, wodurch der Verstärker im allgemeinen vollständig unbrauchbar wird. Aber auch beim Vorhandensein einer schwächeren Rückkopplung können schon Störungen eintreten, die hauptsächlich darin bestehen, daß bestimmte Frequenzen besonders stark, andere wieder besonders wenig verstärkt werden[1]). Derartige Erscheinungen wurden schon in § 30 bei der Besprechung der durch die Gitter-Anodenkapazität C_{ga} hervorgerufenen Rückkopplung erwähnt. Sie können aber

[1]) Durch eine absichtliche, einstellbare Rückkopplung kann man auf diese Weise den Frequenzgang beeinflussen und den Verstärkungsgrad erhöhen. Das wird in Band III näher behandelt.

bei jeder anderen Art von Rückkopplung in ähnlicher Weise auftreten. Es gibt grundsätzlich drei Arten von elektromagnetischen Rückkopplungen: die magnetische oder induktive, die elektrische oder kapazitive und die galvanische oder Ohmsche Rückkopplung. Bei Tonfrequenzverstärkern, die auf einen Lautsprecher arbeiten, können außerdem noch akustische Rückkopplungen entstehen.

a) Unbeabsichtigte **magnetische Rückkopplungen** können dadurch entstehen, daß eine von dem verstärkten Strom durchflossene Spule magnetische Kraftlinien aussendet, die eine andere, im unverstärkten oder bei mehrfacher Verstärkung in einem weniger verstärkten Stromteile liegende Spule durchsetzen. Man kann eine derartige Kopplung durch eine bestimmte schräge Lage der Spulen zueinander grundsätzlich zu null machen. Wesentlich sicherer geht man aber, wenn man die räumliche Streuung der magnetischen Kraftlinien der einen wie der anderen Spule verhindert. Das geschieht dadurch, daß man die Spulen mit einem Mantel aus Kupfer- oder Eisenblech umgibt. In dem Kupferblech werden Wirbelströme induziert, die das Magnetfeld nach außen abschirmen. (Bei eisenlosen Spulen tritt als Nebenwirkung der Wirbelströme eine Verminderung der Induktivität der Spule durch die Abschirmung ein; man muß zwischen Spule und Schirm einen gewissen Abstand lassen.) Bei Hochfrequenz würde schon eine Blechstärke von 0,1 mm eine kräftige Schirmwirkung erzeugen; bei Tonfrequenz → man schon 1 mm Kupferblech aufwenden; bei Niederfrequenz muß ← ist praktisch nur noch dickes Eisenblech abschirmend wirksam. Bei Spulen und Transformatoren mit Eisenkern kommt es darauf an, den äußeren Eisenschluß möglichst gut zu machen. In dieser Hinsicht ist der in Bild 106 dargestellte Blechschnitt günstig, bei dem nur im mittleren Schenkel bei A ein Luftspalt vorhanden ist. Die Bleche werden mit dem ausgebogenen mittleren Schenkel abwechselnd um 180° gedreht von oben und

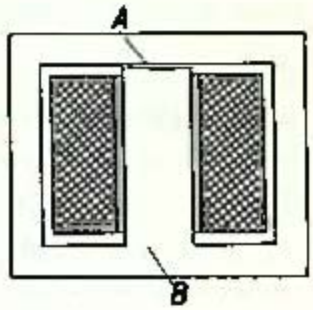

Bild 106. Blechschnitt für streuungsarme Transformatoren.

von unten in die Spule hineingeschoben; so daß das jeweils vorhergehende und nachfolgende Blech seinen Luftspalt bei B hat. Die magnetische Streuung nach außen ist dann sehr gering, besonders wenn man Eisen hoher Permeabilität verwendet.

b) Unbeabsichtigte elektrische Rückkopplungen können dadurch entstehen, daß von den durch die verstärkten Spannungen aufgeladenen Leitern elektrische Kraftlinien ausgehen, die zum Teil auf den die unverstärkten Spannungen führenden Leitern endigen. Man kann dies quantitativ durch den Begriff der „Teilkapazitäten" erfassen, durch die man sich alle Leiter untereinander verbunden denken muß. Für die Kreisfrequenz ω ist die Wirkung dieser Teilkapazitäten C so, als ob alle Leiter miteinander galvanisch über Widerstände von der Größe $\frac{1}{j\omega C}$ verbunden wären[1]). Es wurde schon im Anschluß an Bild 73 in § 28a besprochen, welche Wirkung eine die Spannung $\mathfrak{E}$ gegen Erde führende Leitung B auf eine Leitung G, die gegen Erde den Widerstand $\mathfrak{R}_g$ besitzt, ausübt, wenn zwischen beiden eine Teilkapazität C_b besteht. Vgl. dort Formel (146). In gleicher Weise entsteht in Bild 107 an G durch Influenz eine Spannung

$$(190) \qquad \mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{s_0} \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_b} \approx \mathfrak{U}_{s_0} \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_b} \quad \text{mit} \quad \mathfrak{R}_b = \frac{1}{j\omega C}.$$

Es sind also alle die Leiter G besonders gefährdet, die gegen Erde einen großen Widerstand $\mathfrak{R}_g$ besitzen. Das ist besonders die Zuleitung zu dem (stromlosen) Gitter der ersten Röhre.

[1]) Abgesehen von der anderen Phasenverschiebung ist die Wirkung quantitativ dieselbe, als ob die ganze umgebende Luft die Leitfähigkeit $\sigma = \frac{\omega\varepsilon}{4\pi} = \frac{f\varepsilon}{2}$ hätte. (ε = Dielektrizitätskonstante der Luft.) Schon für eine Frequenz $f = 10^5$ Hz ist diese „Leitfähigkeit" dieselbe wie die von gut leitendem Wasser. Für diese Frequenz ist also nicht nur die Verteilung, sondern auch die Stärke der kapazitiven Ströme quantitativ dieselbe, wie die der Leitungsströme, die eintreten würden, wenn man den ganzen Verstärker nach Entfernung aller isolierenden Hüllen unter Wasser setzen würde. Nur die Phase der kapazitiven Ströme ist im Gegensatz zu den Leitungsströmen um 90° gegen die Spannungen verschoben.

Wie in § 28a ausgeführt, bestimmt hier häufig die natürliche Kapazität C_n von etwa 30 $\mu\mu$F die Größe des wirksamen $\Re_g$. Es ist dann angenähert

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{a_n} \frac{C_b}{C_n}. \tag{191}$$

Bei 1000facher Spannungsverstärkung, d. h. wenn die verstärkte Spannung $\mathfrak{U}_{a_n}$ 1000mal größer ist als die unverstärkte Spannung $\mathfrak{U}_g$, genügt dann schon eine Teilkapazität C_b von $\frac{30}{1000}$ $\mu\mu$F $= 0{,}027$ cm, das entspricht der Gesamtkapazität einer Kugel von 0,054 cm Durchmesser zur vollen Selbsterregung.

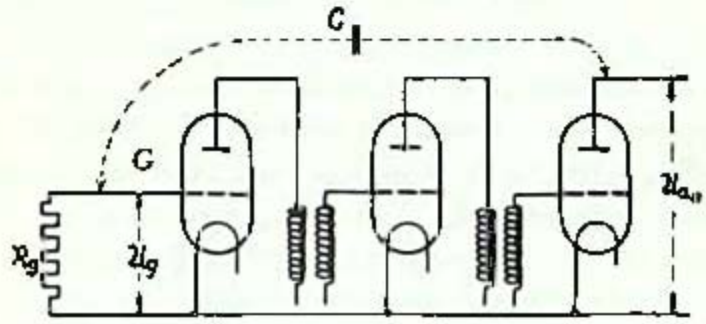

Bild 107. Rückkopplung durch Teilkapazität C zwischen Ausgang und Eingang.

Bei 1000facher Verstärkung kann also schon ein mit dem Gitter der ersten Röhre verbundenes Leiterstück von der Größe eines Stecknadelknopfes zur Selbsterregung Anlaß geben, wenn es nicht gegen die verstärkte Spannung elektrostatisch abgeschirmt ist. (192)

Ein elektrostatischer Schutz wird am wirksamsten durch Einschließen mit Leitern erreicht, die selbst keine Wechselspannungen annehmen können, die z. B. direkt oder über große Kapazitäten geerdet sind. Bei sehr hohen Verstärkungsgraden umgibt man daher nach Möglichkeit einerseits den ganzen Generator für die zu verstärkende Spannung (z. B. die Photozelle oder das Kondensatormikrophon) nebst seiner Zuleitung zum Verstärker mit einer geerdeten Hülle, anderseits aber auch, wenn erforderlich, den elektrischen Teil des Verbrauchers

(z. B. Lautsprecher) nebst seiner Zuleitung zum Verstärker, sowie alle die verstärkte Wechselspannung führenden Teile im Verstärker selbst. Besonders günstig ist die Aufteilung in zwei räumlich weit voneinander getrennte Verstärkerstufen. Befindet sich der Generator mit dem Vorverstärker einerseits, der Nachverstärker mit dem Verbraucher anderseits in getrennten Zimmern, so wirken die Zimmerwände als trennender elektrostatischer Schutz. Aber auch im gleichen Zimmer nimmt die elektrische wie die magnetische Rückkopplung mit der dritten Potenz der Entfernung der Apparate voneinander ab, sobald die Entfernung groß gegen die Größe der Apparate geworden ist.

Läßt sich die zum Verstärker führende Eingangsleitung nicht genügend gegen die Ausgangsleitung abschirmen, so ist es zweckmäßig, die Leitungen über Transformatoren anzuschließen, die die Spannung an den Leitungen herabsetzen. Natürlich ist das nur möglich, wenn auch Generator und Verbraucher entweder unmittelbar entsprechend niederohmig sind oder über Transformatoren niederohmig angepaßt werden. Bei längeren Zuleitungen ist eine Größe von 100 Ohm günstig. Bei noch kleineren Apparatewiderständen würde der Widerstand der Zuleitung zu viel Leistung verbrauchen.

c) Die dritte Art, die **galvanische Rückkopplung** kommt dadurch zustande, daß der unverstärkte und der verstärkte Strom teilweise über die gleichen Widerstände fließen. Es ist besonders der wirksame innere Scheinwiderstand $\Re$ der gemeinsamen Stromquelle für die Anodengleichspannung, der eine solche galvanische Rückkopplung hervorruft. Wird dieser durch eine Batterie gebildet, so ist $\Re$ im wesentlichen der innere Ohmsche Widerstand, der auch den Spannungsabfall bei Gleichstrombelastung hervorruft. Bei Verwendung eines Gleichrichters als Anodenspannung ist $\Re$ im wesentlichen gleich dem Scheinwiderstand $\frac{1}{j\omega C_{gl}}$, den der zur Glättung der Spannung erforderliche Kondensator C_{gl} besitzt. (Vgl. Bild 102 und 103. In Bild 108 nicht bezeichnet.) Wird die Anodenwechselspannung U_{a_1} der ersten Röhre über das Gitter der folgenden

Röhre und etwaige weitere Röhren bis zur letzten n-ten Röhre $\mathfrak{B}$fach verstärkt, so daß dort eine Wechselspannung $\mathfrak{U}_{a_n} = \mathfrak{B}\mathfrak{U}_{a_1}$ entsteht (vgl. Bild 108), so tritt durch Spannungsteilung über dem Gleichrichter eine Wechselspannung $\mathfrak{U} = \mathfrak{U}_{a_n} \frac{\Re}{\Re + \Re_{a_n}} \approx \mathfrak{U}_{a_n} \frac{\Re}{\Re_{a_n}}$ und dadurch an der Stelle von $\mathfrak{U}_{a_1}$ durch nochmalige Spannungsteilung eine Wechselspannung

$$\mathfrak{U}'_{a_1} = \mathfrak{U} \frac{R_{i_1}}{R_{i_1} + \Re_{a_1}} = \mathfrak{U}_{a_1} \mathfrak{B} \frac{\Re}{\Re + \Re_{a_n}} \cdot \frac{R_{i_1}}{R_{i_1} + \Re_{a_1}} \tag{193}$$

auf. Soll die Rückkopplung keine Einwirkung haben, so muß die durch sie erzeugte Spannung $\mathfrak{U}'_{a_1}$ klein gegen $\mathfrak{U}_{a_1}$ sein. Für $R_{i_1} = \Re_{a_1}$ bedeutet das:

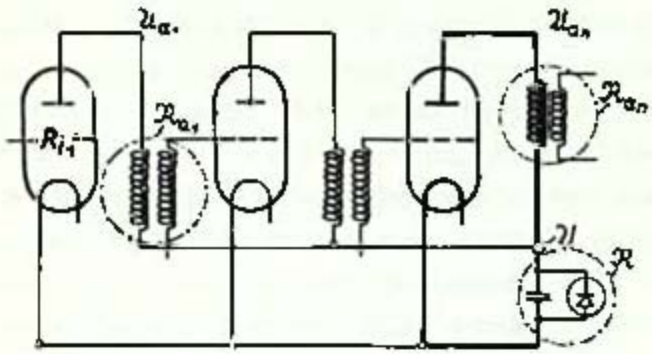

Bild 108. Rückkopplung durch den inneren Widerstand R der Anodengleichspannungsquelle.

(194) *Der innere Widerstand $\Re$ der gemeinsamen Anodenspannungsquelle muß mehr als $\frac{1}{2}\mathfrak{B}$ mal kleiner sein als der äußere Widerstand $\Re_{a_n}$ der letzten Röhre, wenn $\mathfrak{B}$ die Spannungsverstärkung von Anode zu Anode bedeutet.*

Für $\mathfrak{B} = 200$fach und $\Re_{a_n} = 4000$ Ohm muß z. B. $\Re$ klein gegen 40 Ohm sein! Eine als Anodenspannung verwandte Batterie darf also durch eine Belastung mit 25 mA gegenüber Leerlauf nur um eine Spannung absinken, die klein gegen 1 Volt ist. Mit Kondensatoren, wie sie beim Gleichrichter verwandt werden, läßt sich ein so niedriger Scheinwiderstand für tiefe Frequenzen praktisch kaum herstellen. Für $f = 50$ Hertz wäre z. B. eine Kapazität erforderlich, die groß gegen 80 μF wäre.

Hier kann praktisch nur eine Anodensiebkette helfen, wie sie in Bild 103 dargestellt war. Die in geometrischer Reihe von Stufe zu Stufe fortschreitende Siebwirkung ist natürlich stets dieselbe, gleichgültig ob es sich wie früher um die vom Gleichrichter erzeugten Störspannungen $\mathfrak{U}_s$ handelt, oder wie hier (vgl. Bild 108) um die von der letzten Röhre durch den Spannungsabfall über dem Gleichrichter erzeugte Signalspannung $\mathfrak{U}$. Auch hier muß in gleicher Weise die störende Spannung $\mathfrak{U}$, die die Rückkopplung bewirkt, um so mehr geschwächt werden, je größer der Verstärkungsgrad dazwischen ist.

Man beachte, daß in (194) sowohl $\mathfrak{R}$ als auch $\mathfrak{B}$ von der Frequenz abhängig sind. Daraus folgt:

(195) *Der Widerstand $\mathfrak{R}$ der Anodenspannungsquelle braucht nur für die Frequenzen klein zu sein, für die eine erhebliche Verstärkung $\mathfrak{B}$ eintritt.*

Bei Hochfrequenzverstärkern, die Niederfrequenz nicht verstärken, bedarf es also nur eines kleinen Überbrückungskondensators C_1 um den Widerstand $\mathfrak{R}$ der Stromquelle in jedem Falle klein genug zu machen. Bei Niederfrequenzverstärkern kommt es sehr auf die untere Frequenzgrenze an.

(196) *Rückkopplungsfreiheit verlangt, daß die Grenzfrequenz der Anodensiebkette tiefer als die untere Grenzfrequenz des Verstärkers liegt. Der Frequenzbereich des Verstärkers ist nach unten also nicht weiter als notwendig auszudehnen.*

Die Grenzfrequenz, bei der die Siebwirkung praktisch aufhört, liegt da, wo die Querwiderstände $\frac{1}{\omega C_s}$ gleich den Längswiderständen R_s resp. ωL_s (vgl. Bild 103) werden. Für tiefere Frequenzen ist die Siebkette durchlässig; die Frequenz null, den Gleichstrom, soll sie ja gerade möglichst ungeschwächt hindurchlassen. Für diese tieferen Frequenzen ist daher die Rückkopplung durch die gemeinsame Anodenstromquelle voll wirksam. Wenn daher für diese tiefen Frequenzen nicht gleichzeitig die Verstärkung unwirksam wird, so tritt Selbsterregung oder zum mindesten eine starke Frequenzbeeinflussung ein. Wovon die untere Grenzfrequenz, unterhalb der die Verstärkung

mit der Frequenz stark abnimmt, abhängt, wurde in § 29 schon ausgeführt. Besonders bei der Widerstandskopplung kann man sie durch große Koppelkondensatoren leicht sehr tief legen. Das ist zu vermeiden, wenn man auf die hier besprochene Rückkopplung Rücksicht nehmen muß. Soll z. B. die Grenzfrequenz des Verstärkers bei Gitterableitewiderständen von $2 \cdot 10^6$ Ohm bei 50 Hertz liegen, so dürfen die Koppelkondensatoren nicht größer als 1600 $\mu\mu$F sein. — Bei der Widerstandskopplung wirkt wegen der entgegengesetzten Phasen von Gitter- und Anoden-Wechselspannung eine Rückkopplung über eine Röhre stets negativ, die Verstärkung schwächend, über zwei Röhren (also z. B. bei einem Dreiröhrenverstärker wie in Bild 108 von $\mathfrak{U}_{a_1}$ nach $\mathfrak{U}_{a_2}$) wegen der doppelten Phasenumkehr wieder positiv, die Verstärkung vergrößernd, zur Selbsterregung führend. Bei der Transformatorenkopplung hängt das Vorzeichen von der Polung der Transformatoren ab. Ausführlicher wird das in Band III behandelt.

d) Die **akustische Rückkopplung** kommt dadurch zustande, daß ein am Ausgang angeschlossener Lautsprecher Schallwellen aussendet, die auf ein am Eingang liegendes Mikrophon treffen. Die Wirkung ist genau dieselbe, wie bei der elektromagnetischen Rückkopplung. Denn das vom Schall getroffene Mikrophon erzeugt ebenso wie eine von Kraftlinien durchsetzte Spule eine Wechselspannung, die verstärkt auf den Lautsprecher zurückwirkt und so zur Selbsterregung oder wenigstens zu einer Frequenzbeeinflussung führen kann. Die Phase der akustischen Rückkopplung hängt von dem Abstand zwischen Lautsprecher und Mikrophon ab. Einer Abstandsänderung um je eine Schallwellenlänge entspricht eine Phasendrehung um 360°. Bei größeren Abständen hat auch die ganze Raumakustik der Umgebung, das Zusammenwirken der verschiedenen von den Wänden reflektierten Schallwellen auf Amplitude und Phase der Rückkopplung einen erheblichen Einfluß. Auch wenn keine Selbsterregung, kein „Pfeifen" der Anordnung eintritt, kann durch die Rückkopplung eine erhebliche Verzerrung hervorgerufen werden. Bestimmte Frequenzen, insbesondere auch die mechanischen Resonanzen

von Mikrophon und Lautsprecher, werden stark hervorgehoben, andere stark unterdrückt. Man muß praktisch verhindern, daß die vom Lautsprecher am Ort des Mikrophons wiedergegebene Lautstärke dieselbe Größe erreicht, wie die ursprüngliche Lautstärke, mit der das Mikrophon besprochen wurde.

Manche ältere Röhrentypen hatten selbst eine merkliche Mikrophonwirkung. Bei einem mechanischen Anschlagen und ebenso bei der mechanischen Erschütterung durch auffallende Schallwellen geraten die Teile im Inneren der Röhre in feine mechanische Schwingungen und beeinflussen durch diese Lageänderung den Übergang des Elektronenstromes. Dies macht sich an einem entsprechenden Ton im Lautsprecher bemerkbar. Bei hinreichend starker Verstärkung führt die Übertragung dieses Schalles auf die Röhren zurück oft zur Selbsterregung. Bei den neueren Röhrentypen besonders denen mit indirekter Heizung ist der Mikrophoneffekt, das „Röhrenklingen" durch einen stabilen und stärker gedämpften inneren Aufbau weitgehend beseitigt. Wünscht man noch eine weitere Dämpfung, so setzt man oben auf die Glasglocke einen dämpfenden Filz- oder Gummiring, den man am besten mit einer schweren Metallkappe fest gegen das Glas preßt, setzt auch den Röhrensockel auf Filz oder dergleichen, da nicht nur die Luft, sondern auch die festen Körper den Schall weiter leiten. — Auch unter Gleichspannung stehende Kondensatoren können als „Kondensatormikrophone" wirken. Sie führen besonders dann leicht zur Selbsterregung, wenn der Lautsprecher mit dem Verstärker zusammengebaut ist und keine Schallisolierung gegen die durch die festen Verbindungsteile übertragenen Schwingungen vorhanden ist.

§ 33. Störungen.

Grundsätzlich gibt es im Mechanismus der Verstärkung nach unten keine Leistungsgrenze, keinen Schwellwert, unter dem die Verstärkung aufhörte oder sich auch nur in ihren Gesetzen änderte. Man kann daher die Erfindung des Mehrfachverstärkers geradezu mit der des Mikroskops vergleichen, indem durch sie noch Wechselströme mühelos beobachtet und quantitativ ge-

messen werden können, die sich früher infolge ihrer Kleinheit jeder Beobachtung vollständig entzogen. Das ist z. B. bei dem sogleich zu besprechenden Schroteffekt und dem Wärmegeräusch der Fall. Praktisch gibt es aber eine Grenze, unter der eine Verstärkung ihren Sinn verliert.

(197) *Diese untere Grenze für den zu verstärkenden Strom ist durch die Störungen bedingt, die mit verstärkt werden und den zu verstärkenden Strom verdecken.*

Diese Grenze hängt also ganz davon ab, wie groß die Störungen sind und wie weit es gelingt, sie zu beseitigen. Es kommen besonders drei Arten von Störungen in Betracht:

a) Störungen im Erzeuger der schwachen Wechselströme.
b) Störungen durch äußere Einwirkungen auf den Verstärker.
c) Innere Störungen im Verstärker.

a) Für die erste Art von Störungen ist das Nadelgeräusch bei elektrischen Tonabnehmern ein charakteristisches Beispiel. Ist die auf der Schallplatte aufgezeichnete Sprache oder Musik so leise, daß sie von dem Nadelgeräusch übertönt wird, so erreicht man durch größere Verstärkung nur ein lauteres Nadelgeräusch, ohne daß Sprache oder Musik besser erkenntlich würden. In Fernsprechleitungen werden durch Starkstromleitungen und andere Einflüsse störende Ströme erzeugt. Nach den Vorschriften darf in ihnen der „Störpegel" nicht größer als 10^{-4} mWatt werden. Der „Sprechpegel", der normal gleich 1 mWatt ist, aber mit wachsender Leitungslänge infolge der Dämpfung immer weiter herabsinkt, darf $\frac{1}{25}$ mWatt nicht unterschreiten. Man muß rechtzeitig jedesmal (praktisch nach 75 oder 150 km Leitungslänge) einen Verstärker in die Leitung einbauen, wenn die Sprache in den Störungen zu versinken droht. Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Rundfunkempfang, bei dem die Antenne der Erzeuger für die aufzunehmenden Ströme ist. Auch bei ihm ist die Grenze der Empfangsmöglichkeit durch die Störungen bedingt, die durch benachbarte Starkstromleitungen hervorgerufen werden. Nur ist hier noch kein „zulässiger Störpegel" amtlich festgesetzt worden.

b) Die zweite Art von Störungen wird durch elektrische und magnetische Felder in der Umgebung des Verstärkers hervorgerufen. Gegen diese kann man sich durch die in § 32 angegebenen Maßnahmen immer hinreichend schützen. Bei Verstärkern mit einer größeren ungeschützt fortgeführten Ausgangsleistung sind die durch diese hervorgerufenen Rückkopplungen meist viel gefährlicher als die von anderen elektrischen Leitungen herrührenden Störungen. Ein rückkopplungsfreier Verstärker größerer Ausgangsleistung ist daher von selbst schon in dieser Hinsicht störungsfrei. Extrem hohe Verstärkungen teilt man am besten in zwei räumlich getrennte Stufen auf, in einen Vorverstärker und einen Nachverstärker. Nur der erstere braucht dann besonders sorgfältig abgeschirmt zu werden, am besten indem man ihn nebst Batterien und dem Versuchsobjekt in einen größeren allseitig geschlossenen Drahtkäfig hineinsetzt, in dem erforderlichenfalls auch der Experimentator mit Platz nimmt. Auch die Eingangstür muß dann möglichst allseitig mit dem Käfig metallische Verbindung haben. Zuleitungen von außen ins Innere des Käfigs, etwa für die beim Verstärker gebrauchten Hilfsspannungen, aber auch solche beliebiger Art, etwa für die elektrische Raumbeleuchtung sind nach Möglichkeit zu vermeiden. Andernfalls müssen sie beim Durchtritt durch die Käfigwand durch Siebketten von all den Frequenzen weitgehend befreit werden, die durch den Verstärker verstärkt werden. Hier gelten dieselben Bedingungen wie in § 32 c. Vgl. dort besonders Satz (196). Auch mechanisch-akustische Erschütterungen und Stöße sind bei extrem kleinen Eingangsleistungen vom Verstärker fernzuhalten aus den Gründen, die in § 32 d besprochen wurden.

c) Die dritte Art von Störungen rührt von dem Verstärker selbst und seinem Zubehör her. Wackelkontakte, schlechte Batterien und schlechte Hochohm-Widerstände, besonders auch Röhren mit schlechtem Vakuum oder einer unregelmäßigen Elektronenemission, können erhebliche Störungen verursachen. Durch sachgemäße Ausführung sind aber diese Störungen vollständig zu beseitigen. Es bleibt dann schließlich

nur noch eine Art von Störungen übrig, die völlig unvermeidbar ist und die daher letzten Endes die Verstärkungsgrenze nach unten eindeutig in bestimmter Weise festlegt. Diese rührt von der unregelmäßigen Wärmebewegung der Elektronen her. Sie kann bei hinreichend großer Verstärkung und Beseitigung aller sonstigen Störungen mit großer Genauigkeit messend verfolgt werden. Es ist einer der schönsten wissenschaftlichen Erfolge der Verstärker, daß auf diese Weise unsere theoretischen Vorstellungen über die Elektronenbewegungen, die ja für die Verstärker selbst so wichtig sind, in unmittelbar sinnfälliger Weise quantitativ bestätigt worden sind. Die Theorie ergibt in Übereinstimmung mit den Versuchen das folgende.

Wie in Bd. I, § 3 a ausgeführt wurde, schwirren die Elektronen in Metallen mit allen möglichen, nach dem Gesetz der Wahrscheinlichkeit verteilten Geschwindigkeiten hin und her. Ihre mittlere Geschwindigkeit ist mit der absoluten Temperatur T verknüpft durch die Energiegleichung

$$\frac{m v_T^2}{2} = R^* T = q E_T. \tag{198}$$

Dabei ist R^* = Gaskonstante = $1{,}37 \cdot 10^{-16}$ Erg/Grad, E_T = Temperaturspannung = 0,026 Volt für T = 300°. Vgl. Bd. I, Formel (4) und (5). Dadurch entstehen an den Enden eines beliebigen Zweipol-Widerstandes $\mathfrak{R}$ unregelmäßige Spannungsschwankungen, die man nach Fourier als ein Gemisch von allen möglichen sinusförmigen Spannungsschwankungen auffassen kann. Für den kleinen Frequenzbereich von f bis f + df bestimmt sich dann die Amplitude U der zugehörigen Wechselspannung nach der Energiegleichung

$$\frac{U^2}{2\mathfrak{R}_w} = 4 R^* T \, df. \tag{199}$$

Hierin ist $\mathfrak{R}_w$ die Wirkkomponente des Zweipolwiderstandes $\mathfrak{R}$ für die Frequenz f; $U^2/\mathfrak{R}_w$ ist also der Energieverlust je Sekunde wenn man an den Zweipol tatsächlich eine sinusförmige Wechselspannung U von der Frequenz f anlegen würde. Für einen Parallelschwingungskreis ist z. B. für die Resonanzfrequenz

$\Re_w = \varrho \cdot \omega L = \varrho \cdot 2\pi f L$. Bildet der Zweipol $\Re$ den Eingangswiderstand des Verstärkers und ist dessen Spannungsverstärkung V, so entsteht am Ausgang eine Spannung $V\mathfrak{U}$. V ist für verschiedene Frequenzen f verschieden, ist z. B. gleich Null für alle Frequenzen, die der Verstärker nicht verstärkt. Insgesamt entsteht dann am Ausgang eine effektive Störspannung, die durch die Gleichung

$$\mathfrak{U}^2_{a\,eff} = 4R^*T\int_0^\infty \Re_w V^2 \,df \tag{200}$$

gegeben ist. Läßt der Verstärker nur einen bestimmten Frequenzbereich f_1 bis f_2 durch und ist in diesem Bereich $\Re_w$ und V konstant, so wird

$$\mathfrak{U}^2_{a\,eff} = 4R^*T\Re_w V^2 (f_2 - f_1). \tag{201}$$

In diesem Falle ist von dem ganzen Frequenzgemisch $\mathfrak{U}$ am Eingang nur der in das Bereich $(f_2 - f_1)$ fallende Teil wirksam und zwar in diesem Bereich gleichmäßig stark. Man kann dann von einer „wirksamen Störleistung am Eingang“ sprechen, für die gilt

$$N_s = \frac{\mathfrak{U}^2_{e\,eff}}{\Re_w} = 4R^*T(f_2 - f_1) = 5{,}5 \cdot 10^{-23} T (f_2 - f_1) \text{ Watt}. \tag{202}$$

Für Zimmertemperatur $T = 293^0$ und einen mittleren Frequenzbereich $f_2 - f_1 = 5000$ Hertz des Verstärkers ergibt sich hiernach $N_s = 0{,}805 \cdot 10^{-16}$ Watt. Das entspricht bei $\Re_w = 10^6$ Ohm einer wirksamen Eingangsspannung $\mathfrak{U}_{e\,eff} = 9 \cdot 10^{-5}$ Volt. Bei 10^6facher Spannungsverstärkung V erhält man dann am Ausgang in einem den Effektivwert anzeigenden Spannungsmesser einen Ausschlag von 9 Volt. Dieser Ausschlag ist freilich nicht konstant, sondern schwankt seinerseits in unregelmäßiger Weise. Bei einem Verstärker für Tonfrequenz hört man in einem eingeschalteten Lautsprecher ein unregelmäßiges „Wärmegeräusch“, dessen Lautstärke einer Wechselspannung von 9 Volt entspricht. Man hört so gewissermaßen die Elektronen sich tummeln. Bild 109 zeigt den oszillographisch aufgenommenen Stromverlauf bei einem solchen Geräusch.

Auch die Elektronenemission aus dem Heizdraht ist thermischen Schwankungen unterworfen. Dies ist der von Schottky entdeckte **Schroteffekt.** Für ihn gilt das Gesetz

$$(203)\quad \mathfrak{J}_{e\,\mathrm{eff}} = \sqrt{J_s \cdot 2q(f_2 - f_1)} = 1{,}78 \cdot 10^{-11}\sqrt{(f_2 - f_1)}\,\mathrm{A} \quad \text{für} \quad J_s = 10^{-3}\,\mathrm{A}.$$

Für einen Verstärker mit einem Frequenzbereich $f_2 - f_1 = 5000$ Hertz ergeben sich dann im Sättigungsstrom von 1 mA Stromschwankungen von einem Effektivwert $\mathfrak{J}_{e\,\mathrm{eff}} = 1{,}25 \cdot 10^{-9}$ A. Bei einem inneren Widerstand R_i der Röhre und einem äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ der Schaltung entstehen dann an der Anode Spannungsschwankungen

$$(204)\quad \mathfrak{U}_{e\,\mathrm{eff}} = \mathfrak{J}_{e\,\mathrm{eff}}\,(R_i \parallel \mathfrak{R}_a) = \mathfrak{J}_{e\,\mathrm{eff}}\,\frac{R_i \cdot \mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a}.$$

Hat die Parallelschaltung $R_i \parallel \mathfrak{R}_a$ den Wert von 10^4 Ohm, so würde im obigen Falle eine Geräuschspannung von $1{,}25 \cdot 10^{-5}$ Volt an der Anode entstehen. — Die Versuche mit Röhren mit einer Wolframkathode haben diese Gesetze gut bestätigt,

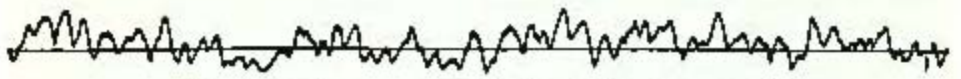

Bild 109. Stromverlauf beim „Wärmegeräusch".

dagegen sind die Schwankungen bei den neueren Kathoden mit Bariumüberzug größer, besonders bei sehr tiefen Frequenzen $f < 10$ Hertz, wo der Effekt 200 mal größer werden kann. Es sind also stärkere langsame Schwankungen in der Emission vorhanden. Außerdem verschwindet der Effekt bei einem Arbeitspunkt im Raumladungsgebiet, wie er bei Verstärkern stets erforderlich ist, in dem Maße, wie der von der Heizung abhängige Sättigungsstrom keinen Einfluß auf den Verlauf der Kennlinie hat vgl. Bd. I, § 5a (16). Aus diesem Grunde ist der Schroteffekt bei Wolframkathoden im allgemeinen schwächer als das Wärmegeräusch, bei Bariumkathoden jedoch nur bei hohen Eingangswiderständen R_w, höheren Frequenzen und weitem Frequenzbereich $f_2 - f_1$ [1]).

[1]) Vgl. hierzu W. Schottky, Ann. d. Phys. 57, 541; 1918 und Phys. Rev. 28, 75; 1926. J. B. Johnson, Phys. Rev. 26, 71; 1925 und 32, 97; 1928.

§ 34. Besondere Ausführungen.

a) **Tonfrequenz.** Tafel Xa) gibt eine Übersicht über die Tonfrequenz-Stromquellen, die in den verschiedenen Anwendungsgebieten als Eingang für einen Verstärker in Betracht kommen. Man erkennt zunächst, daß man selbst bei der kleinsten Leistung $\mathfrak{N}_{min}$ noch ziemlich weit von der durch die Wärmebewegung oder den Schroteffekt bedingten Grenze der Verstärkermöglichkeit entfernt ist, die nach § 33 für $\mathfrak{R}_i = 10^6$ Ohm bei etwa 10^{-16} Watt liegt. Die in der Stromquelle liegenden Störungen (Nadelgeräusche) sind im allgemeinen größer. Bei Meßschal-

Tafel X.

a) Tonfrequenz-Stromquellen.

$\mathfrak{U}_l$ = Leerlaufspannung in Volt; $\mathfrak{J}_k$ = Kurzschlußstrom in Amp.
$\mathfrak{R}_i = \mathfrak{U}_l/\mathfrak{J}_k$ in Ohm; $\mathfrak{N}_{max} = \frac{1}{4}\mathfrak{U}_l\mathfrak{J}_k$ in Watt; $\mathfrak{N}_{min} = 10^{-6} \cdot \mathfrak{N}_{max}$

	$\mathfrak{U}_l$	$\mathfrak{J}_k$	$\mathfrak{R}_i$	$\mathfrak{N}_{max}$	$\mathfrak{N}_{min}$
Tonfilm-Photozelle	1	10^{-6}	10^{6}	$\frac{1}{4}\,10^{-6}$	$\frac{1}{4}\,10^{-12}$
Schallplatten-Tonabnehmer	1	10^{-4}	10^{4}	$\frac{1}{4}\,10^{-4}$	$\frac{1}{4}\,10^{-10}$
Bandmikrophon	10^{-3}	10^{-2}	10^{-2}	$\frac{1}{4}\,10^{-6}$	$\frac{1}{4}\,10^{-7}$
Kondensatormikrophon	1	10^{-7}	10^{7}	$\frac{1}{4}\,10^{-7}$	$\frac{1}{4}\,10^{-13}$
Post-Kohlemikrophon	1	$4 \cdot 10^{-3}$	250	10^{-3}	10^{-9}

b) Tonfrequenz-Verbraucher.

	$\mathfrak{N}_{max}$	$\mathfrak{N}_{min}$
Kopftelephon	10^{-3} Watt	10^{-9} Watt
Zimmerlautsprecher	1 „	10^{-6} „
Riesenlautsprecher	100 „	10^{-4} „
Schleifen-Oszillograph	10^{-2} Watt	10^{-5} Watt
Zeigerinstrument	10^{-3} „	10^{-6} „

Die Werte $\mathfrak{N}_{max}$ entsprechen etwa den Maximalamplituden (fortissimo), die die Mikrophone bei Schalldruckschwankungen von 50 bar erreichen. Für verschiedene Ausführungsformen sind diese Werte natürlich etwas verschieden. Bei Sprache und Musik sind die Minimalamplituden (pianissimo) etwa 1000mal kleiner ($\frac{1}{20}$ bar); die Leistungen sinken dann auf den 10^6. Teil.

tungen z. B. mit dem an sich störungsfreien Kondensatormikrophon kann aber die Wärmebewegung tatsächlich die Verstärkungsgrenze bestimmen, wenn es gelingt, alle anderen Störungen vollständig abzuschirmen.

Photozellen und Kondensatormikrophone läßt man wie in § 28a Bild 72 dargestellt, unmittelbar auf das Gitter der ersten Röhre arbeiten. Der dortige „Ableitewiderstand" R_i entspricht dann dem $\Re_i$ in Tafel Xa. Die niederohmigen Mikrophone läßt man nach Bild 74 über einen Transformator auf das Gitter arbeiten. Bei einem wirksamen Widerstand $\Re_g$ auf der Sekundärseite erhält man dann angenähert eine Sekundärspannung $U_g = \frac{U_i}{2}\sqrt{\frac{\Re_g}{\Re_i}}$. Für $\Re_g = 10^5$ Ohm wird z. B. beim Bandmikrophon $U_g = 0{,}16$ Volt. Tonabnehmern kann man wegen des beschränkten Wickelraumes schwer größere Innenwiderstände als $\Re_i = 10^4$ Ohm geben. Eine Transformation lohnt sich dann aber nicht mehr. Man legt sie unmittelbar ans Gitter.

Um mit einer Eingangsspannung $U_g = 0{,}2$ Volt eine Ausgangsleistung von einigen Watt zu erzeugen, genügen bei Verwendung von Mehrgitterröhren schon zwei Stufen. Denn eine Penthode braucht für diese Ausgangsleistung nur etwa 20 Volt am Gitter. Eine 100fache Verstärkung von 0,2 bis 20 Volt läßt sich aber mit einer Schirmgitterröhre unschwer erreichen. Bei einer Steilheit $S = 2$ mA/V ist dazu bei großem R_i nur ein Anodenwiderstand von 50000 Ohm erforderlich. Man kann hierzu eine Anodendrossel verwenden und dann unmittelbar über einen Koppelkondensator auf das nächste Gitter gehen oder auch einen Transformator mit einem geringen Übersetzungsverhältnis ü wählen. Soll die Verstärkung frequenzunabhängig sein, so ist der Drosselwiderstand von 50000 Ohm für die tiefste Frequenz zu berechnen. Damit dann $\Re_a$ für höhere Frequenzen nicht ansteigt, schaltet man einen Ohmschen Widerstand von 50000 Ohm parallel zur Primärwicklung oder einen $ü^2$ mal größeren parallel zur Sekundärwicklung. Ein Kondensator in Reihe mit diesem Widerstand kann durch Parallelresonanz mit der Induktivität die tiefen Frequenzen in einem gewissen Bereich

noch heben. Resonanzeffekte durch die natürlichen Kapazitäten sind bei $\Re_a = 50\,000$ Ohm kaum zu befürchten, wenn der bei so hoher Verstärkung sonst sehr gefährliche Einfluß der Gitteranodenkapazität C_{ga} durch eine gute Abschirmung hinreichend beseitigt ist. Das letztere ist freilich bei einer so großen Verstärkung unbedingt erforderlich. Ein $C_{ga} = 10\,\mu\mu F$ würde ja bei 100facher Verstärkung wie ein Gitterkondensator von $1000\,\mu\mu F$ wirken und bei induktivem $\Re_a$ außerdem leicht zur Selbsterregung führen. — Wie man bei Verwendung von Eingitterröhren annähernd dasselbe mit drei Stufen erreicht, wurde in dem Beispiel in § 31c beschrieben. Dort finden sich auch Angaben über die praktische Ausführung.

Fernsprechverstärker.

Zur Überbrückung großer Entfernungen im Fernsprechverkehr benutzt man Verstärker mit schaltungstechnischen Besonderheiten. Diese sind vor allem dadurch bedingt, daß über

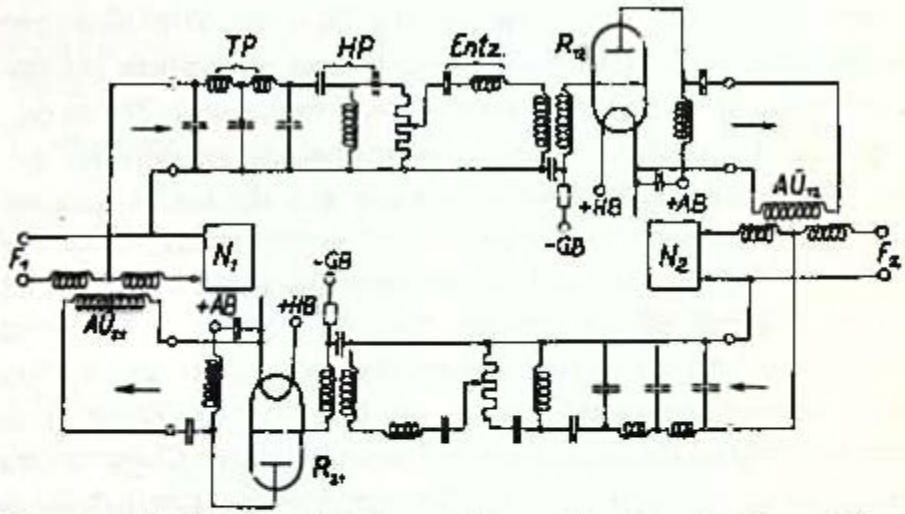

Bild 110. Vereinfachtes Schaltungsschema eines Zweidrahtverstärkers. R_{a1}, R_{a2} = Verstärkerröhren. F_1, F_2 = Fernleitungen. N_1, N_2 = Nachbildungsleitungen. $A\ddot{U}_1$, $A\ddot{U}_2$ = Ausgleichsübertrager. TP = Tiefpaß. HP = Hochpaß. Entz. = Entzerrer.

eine Fernsprechleitung in der Regel in beiden Richtungen gesprochen wird, die Verstärkerschaltung also doppelseitig wirken muß. Bild 110 zeigt den grundsätzlichen Aufbau eines solchen

„Zweidrahtverstärkers". Für jede Sprechrichtung ist eine Verstärkerröhre mit der zugehörigen Eingangs- und Ausgangsschaltung vorhanden, R_{12} für die Richtung von 1 nach 2, R_{21} von 2 nach 1. Die bei F_1 und F_2 angeschlossenen Fernleitungen müssen sich vor dem Verstärker gabeln und hinter dem Verstärker wieder zusammengefaßt werden. An beiden Gabelstellen muß verhindert werden, daß das in der einen Richtung, z. B. von F_1 nach F_2, verstärkte Gespräch bei F_2 in den Verstärkereingang für die andere Richtung gelangt. Das ist einmal notwendig, weil sonst der Teilnehmer am Ende von F_1 nach einiger Zeit sein Gespräch als Echo hören würde, besonders aber weil sonst durch mehrfaches Umlaufen eine immer weitere Verstärkung über beide Verstärker eintreten würde. Dieser Vorgang entspricht einer Rückkopplung (vgl. § 32) und führt unweigerlich zur Selbsterregung. Der Verstärker „pfeift" dann. Um das zu verhindern, ist jede Gabel mit Hilfe eines Ausgleichübertragers $A\ddot{U}$ als Brückenschaltung ausgebildet. Die Sekundärwicklung des Ausgleichübertragers ist in zwei genau gleiche Hälften aufgeteilt. An der einen Seite ist die Fernleitung F_1 bzw. F_2 angeschlossen, an der andern Seite eine Nachbildungsschaltung N_1 bzw. N_2, die den Scheinwiderstand der Fernleitung für alle Frequenzen möglichst genau nach Betrag und Phase nachbildet. Der von der Röhre R_{12} an den Ausgleichübertrager $A\ddot{U}_{12}$ abgegebene verstärkte Strom fließt dann zur einen Hälfte nach rechts in die Fernleitung F_2, zur andern Hälfte nach links in die Nachbildungsleitung N_2. Bei vollkommener Gleichheit beider Hälften tritt an den nach unten zum Gitter der anderen Röhre R_{21} führenden Abzweigpunkten kein Spannungsunterschied auf. Ein von F_2 kommender Sprechstrom fließt dagegen zwar zum Teil auch durch N_2, zum andern Teil aber über die Abzweigpunkte nach unten zum Gitter der Röhre R_{21}, von wo er verstärkt an F_1 weitergegeben wird. Es macht praktisch um so größere Schwierigkeiten, den Widerstand der Nachbildungsleitungen genau gleich dem der Fernleitungen zu machen, je größer der Frequenzbereich ist. Der Ausgleich ist aber nur so weit erforderlich, wie eine Verstärkung eintritt.

Man ist daher dazu übergegangen, das verstärkte Frequenzband möglichst eng und scharf zu begrenzen. Das wird erreicht durch ein Hochpaßfilter HP, das nur Frequenzen über 300 Hz, und ein Tiefpaßfilter TP, das nur Frequenzen unter 2400, oder sogar nur unter 2100 Hz durchläßt. Man hat gefunden, daß dadurch die Verständlichkeit der Sprache nur wenig leidet. Nur für den Rundfunk, bei dem es ja nicht nur auf Verständlichkeit, sondern auch auf die Übertragung der künstlerischen Feinheiten ankommt, muß man ein wesentlich breiteres Frequenzband, etwa von 30 bis 8000 Hertz durchlassen. Dazu sind nicht nur besondere Verstärker, sondern auch besondere Fernleitungen erforderlich.

In Bild 110 ist hinter dem Filter HP noch ein Spannungsteiler zur Regulierung des Verstärkungsgrades und ein Entzerrer schematisch angedeutet. Der letztere soll den Frequenzgang der Verstärkung möglichst genau dem Frequenzgang der Dämpfung auf den Fernleitungen anpassen. Der Kondensator hebt durch Resonanz mit der Induktivität des Eingangstransformators den Bereich der tiefen Frequenzen. Die Induktivität wirkt wie eine erhöhte Streuung des Eingangstransformators und hebt durch Resonanz mit dessen natürlicher Kapazität den Bereich der hohen Frequenzen (vgl. § 28b, Bild 76). Bild 111 zeigt, wie sich auf diese Weise der Frequenzgang der Verstärkung durch Änderung der Induktivität L oder der Kapazität C beeinflussen läßt. In Wirklichkeit ist der Entzerrer eine etwas verwickeltere Schaltung, mit der z. B. auch die Dämpfung der Resonanzen auf den beabsichtigten Betrag mit eingestellt werden muß. Auch sonst ist Bild 110 der Übersicht halber vereinfacht. Der Ausgleichsübertrager hat in Wirklichkeit vier Sekundärspulen, je zwei in der Hin- und Rückleitung, damit die Symmetrie der Fernleitung nach außen gewahrt bleibt. Aus dem gleichen Grunde führen die Abzweigpunkte des Ausgleichsübertragers nicht unmittelbar, sondern über einen „Zwischenübertrager" mit einer Erdung in der Mitte zum Gitter der Verstärkerröhre. Denn so wie gezeichnet, würde sich die Unsymmetrie von TP, HP und Entz. mit auf die Fernleitung übertragen. Damit

bei Regulierung der Verstärkung keine Änderung des Frequenzgangs eintritt, werden beim Spannungsteiler in die Abzweigung zu Entz., für die verschiedenen Stellungen verschiedene Widerstände eingeschaltet, so daß er von Entz. aus gesehen immer den gleichen Widerstand behält. Schließlich wird die Wirkung der natürlichen Gitteranodenkapazität C_{ga} durch eine Neutrodynschaltung aufgehoben (vgl. § 30). Erst durch alle diese Maßnahmen ist es gelungen, dem gewaltigen Fernkabelnetz, das in Deutschland über 1000000 km Doppelleitungen umfaßt, den jetzigen hohen Grad von Vollkommenheit und Betriebssicherheit

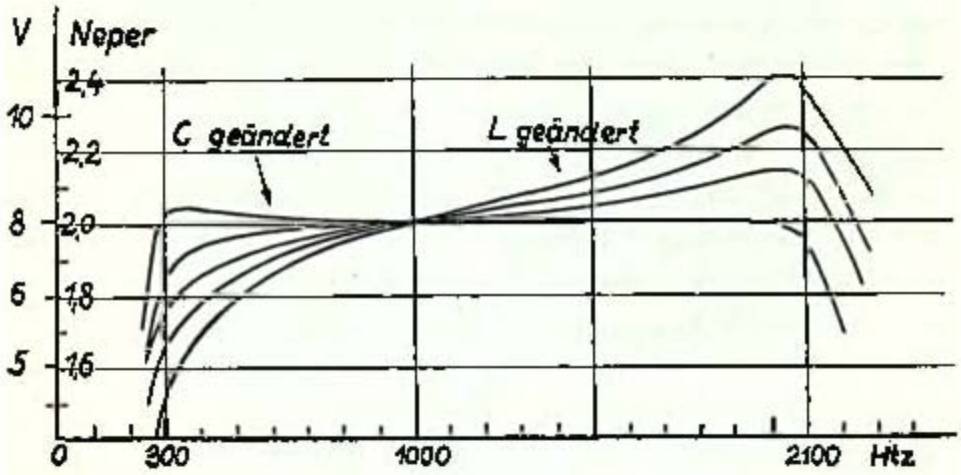

Bild 111. Frequenzgang des Zweidrahtverstärkers für verschiedene Einstellungen des Entzerrers. Vgl. Bild 110.

zu geben. Die Zweidrahtschaltung wird bis zu 750 km Länge mit fünf Zwischenverstärkern betrieben. Für größere Entfernungen verwendet man die Vierdrahtschaltung, bei der für jede der beiden Sprechrichtungen eine besondere Doppelleitung erforderlich ist. Die Verstärker in dieser brauchen dann auch nur einseitig zu arbeiten. Eine Gabelschaltung ist nur am Anfang und am Ende der ganzen Vierdrahtleitung erforderlich. Auf diese Weise sind schon Gespräche über 5500 km Leitungslänge geführt worden. Die 41 Verstärker ergaben dabei zusammen eine 10^{50}fache lineare, also eine 10^{100}fache Leistungsverstärkung! Das ist natürlich nur dadurch möglich, daß die Verstärker gleichmäßig über die

ganze Leitung verteilt sind und immer nur gerade so viel verstärken, wie durch die Dämpfung auf dem Zwischenstück zwischen zwei Verstärkern verloren geht.

b) Gleichstrom. Für viele Zwecke, besonders in der Meßtechnik, besteht die Aufgabe, zeitlich sehr langsam veränderliche oder konstante Spannungen zu verstärken. Bei den dazu erforderlichen „Gleichstromverstärkern" versagt die Kopplung der einzelnen Stufen durch Kondensatoren oder Transformatoren. Man muß vielmehr die Anode der Vorröhre unmittelbar mit dem Gitter der folgenden Röhre verbinden (vgl. Bild 111). Dabei muß jedoch das Gitter der letzteren die erforderliche negative Vorspannung gegen seine Kathode behalten. Das kann durch besondere Batterien erreicht werden, die man jedem

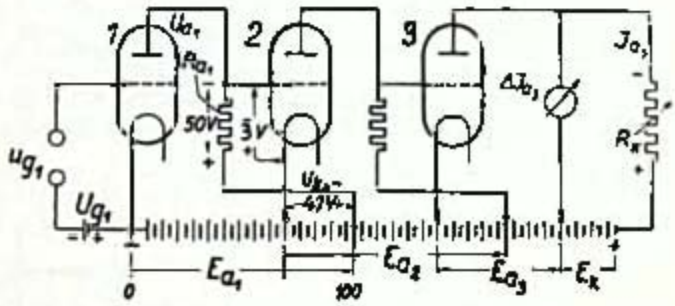

Bild 112. 3 Röhren-Gleichstromverstärker. Ruhestrom am Ausgang kompensiert.

Gitter vorschaltet (vgl. § 29 b). Eine andere Anordnung, bei der nur eine einzige große Anodenbatterie mit verschiedenen Anzapfungen gebraucht wird, zeigt Bild 112. Der Anodenstrom J_{a_1} der ersten Röhre erzeugt über dem Widerstand R_{a_1} einen Spannungsabfall $J_{a_1} \cdot R_{a_1}$ (= 50 Volt in Bild 112). Die Kathode der folgenden Röhre muß dann an eine Anzapfung der Anodenbatterie E_{a_1} gelegt werden, die um

$$U_{k_2} = J_{a_1} R_{a_1} - U_g \quad (= 50 - 3 = 47 \text{ Volt})$$

negativer als der positive Pol von E_{a_1} (= 100 Volt) ist. Dann liegt das Potential des Anzapfpunktes um U_{g_2} (= 3 Volt) höher als das Anodenpotential U_{a_1}. In gleicher Weise kann man eine dritte und weitere Röhren zu einem Mehrfachverstärker zusammenschalten. Bild 112 zeigt die dabei auftretende eigen-

artige Verschränkung der für die einzelnen Röhren wirksamen Anodenspannungen. Bei direkter Heizung ist für jede Röhre eine besondere Heizspannungsquelle erforderlich, bei indirekter Heizung ist zu berücksichtigen, daß sich die Kathoden der letzten Röhren auf hohem Potential gegenüber der ersten befinden. Die ersten Stufen eines solchen Verstärkers arbeiten als Spannungsverstärker, die letzte Röhre je nach dem Anwendungszweck entweder im Kurzschluß (Meßinstrument) oder als Leistungsverstärker (Relaisbetätigung, Lautsprecher). Will man kleine Stromänderungen ΔJ_{a_2} am Verstärkerausgang mit einem entsprechend empfindlichen Instrument messen, so muß man den Ruhestrom J_{a_2} durch eine Kompensationsschaltung unterdrücken. Stellt man den veränderlichen Widerstand R_k so ein, daß $J_{a_2} \cdot R_k = E_k$ wird, so ist ΔJ_{a_2} stromlos. Die durch die Meßspannung u_{g_1} bedingten Stromänderungen verteilen sich auf die beiden Zweige im umgekehrten Verhältnis ihrer Widerstände. Macht man also R_k groß gegen den Widerstand des Meßinstruments ΔJ_{a_2}, so gehen sie praktisch ganz durch das letztere.

Die Empfindlichkeit eines n-stufigen Gleichstromverstärkers kennzeichnet man zweckmäßig durch seine Gesamtsteilheit

$$S_{ges} = \frac{\Delta J_{a_n}}{\Delta u_{g_1}} = V_{n-1} \cdot S_{An} \tag{205}$$

S_{ges} ist offenbar das Produkt der durch die $n-1$ Vorröhren erzielten Spannungsverstärkung V_{n-1} und der Arbeitssteilheit der letzten Röhre S_{An}. Ist z. B. die Spannungsverstärkung von 2 Vorröhren $20^2 = 400$-fach, die Steilheit der Endröhre $S_{A_2} = 1$ mA/Volt, so erhält man eine Gesamtsteilheit von 400 mA/Volt. Es wäre dann theoretisch möglich, mit einem kompensierten Mikroamperemeter, das Stromänderungen $\Delta J_{a_2} = 1\,\mu$A in der letzten Stufe noch anzeigt, Eingangsschwankungen u_{g_1} von 2,5 μVolt zu messen. Praktisch beobachtet man jedoch beim Einschalten eines so empfindlichen Instrumentes, daß dieses dauernd zeitlich hin und her schwankt und zwar um Beträge, die viel größer sind als 1 μA. Diese Schwankungen sind auf schwer zu vermeidende äußere oder innere Störungen zurückzuführen.

Äußere Störungen können durch Kriechströme oder durch elektrische Felder entstehen, die von Starkstromleitungen oder Rundfunksendern herrühren. Hochfrequenzspannungen, die auf die Gitter- oder Anodenkreise der ersten Röhre einwirken, werden infolge der Kennlinienkrümmung gleichgerichtet (vgl. Bd. III). Dadurch entstehen am Eingang Richtspannungen, die wesentlich größer als die obengenannte Eingangsspannung von 2,5 μVolt sein können. Weiter sind unter die äußeren Störungen Schwankungen der Spannungsquellen zu rechnen. Selbst wenn Akkumulatorbatterien in bestem Zustand und mit sehr großer Ergiebigkeit benutzt werden, schwankt deren EMK mit der Temperatur um 0,02% je Grad C. Wenn sich also die Temperatur der 2 Volt-Batterie, die zur Vorspannung des ersten Gitters dient, nur um 1/10 Grad C ändert, so verursacht das eine Schwankung der Eingangsspannung um 40 μVolt und des Ausgangsstromes um 16 μAmpere! Prozentual noch größere Schwankungen verursacht eine Änderung der ersten Heizbatterie. Innere Störungen können dadurch auftreten, daß sich die Kontaktpotentiale zwischen Gitter und Kathode der ersten Röhre zeitlich verändern. Diese Schwankungen sind vor allem bei neuen Oxydkathodenröhren recht beträchtlich. Mit Sicherheit messen kann man nur Eingangsspannungen, die erheblich über diesen Störspannungen liegen, also die Größenordnung von 10^{-4} Volt haben. Man erkennt daraus, daß es praktisch zwecklos ist, die Empfindlichkeit eines Gleichstrom-Messverstärkers über eine Gesamtsteilheit von etwa 1 Amp./Volt zu steigern. Eingangsspannungen von 10^{-4} Volt verursachen dann Ausgangs-Stromänderungen von 0,1 mA, die sich mit einem normalen Zeigerinstrument bequem messen lassen.

Man hat die direkte Kopplung einzelner Stufen auch für Tonfrequenz-Netzanschlußverstärker angewandt. (Loftin-White). An Stelle der großen Anodenbatterie in Bild 112 tritt dann ein von einem Gleichrichter gespeister Spannungsteiler mit entsprechenden Anzapfungen. Da an diesem Spannungsteiler die Gitter- und Anodenkreise aller Röhren hängen, verursacht er starke Rückkopplungen. Bei einem Zweiröhrenverstärker ist

die Rückkopplung negativ, vermindert nur die Verstärkung. Mehr Stufen führen dagegen auch zu positiven Rückkopplungen und damit leicht zur Selbsterregung oder zu einem Umkippen in einen andern Gleichgewichtszustand, in dem keine Verstärkung eintritt. Im allgemeinen wird man bei Tonfrequenz der normalen Widerstandskopplung über einen Kondensator den Vorzug geben, zumal die geringe Ersparnis an Schaltelementen durch den Aufwand einer wesentlich höheren Anodenspannung erkauft werden muß.

c) Hochfrequenz. Hochfrequenzverstärker werden besonders in den Rundfunkempfängern verwandt. Das Grundsätzliche ist hier schon in § 29c behandelt, die praktische Ausführung wird in Bd. III im Anschluß an die ganzen Empfangsapparate besprochen.

Das andere wichtige Anwendungsgebiet sind die Rundfunkgroßsender. Auch diese enthalten als Hauptbestandteil einen Hochfrequenzverstärker in mehreren Stufen mit großer hochfrequenter Endleistung. Bei einem Sender mit 100 kW Antennenleistung besteht der eigentliche, die Frequenz bestimmende Schwingungserzeuger aus einer kleinen Röhre, die durch eine Rückkopplung zur Selbsterregung gebracht wird. Diese Röhre besitzt nur eine Ausgangsleistung von etwa 0,1 Watt. Diese Leistung wird in einer mehrstufigen Verstärkerkaskade millionenfach auf die oben genannte Antennenleistung verstärkt. Eine der Verstärkerstufen, in der Regel die drittletzte, dient gleichzeitig zur Modulation der hochfrequenten Trägerwelle mit der zu übertragenden Tonfrequenz. (Vgl. § 24.)

Für den Entwurf des Sendeverstärkers sind folgende Gesichtspunkte maßgebend: die Betriebsweise der Verstärkerröhren ist durch die wirtschaftliche Forderung nach möglichst guter Ausnutzung der teuren Röhren bei hohem Wirkungsgrad vorgeschrieben. Man arbeitet am unteren Knick der Kennlinie und steuert die Gitter zeitweise positiv aus (vgl. § 22). Auch die Vorstufen arbeiten daher als Leistungsverstärker, da sie die bei positivem Gitter nicht unbeträchtliche Steuerleistung für die jeweils folgende Stufe aufbringen müssen. Die Kopplung

der Röhren zu einer Kaskade muß so erfolgen, daß nur die Betriebswelle des Senders einschließlich der durch Modulation erzeugten Seitenbänder verstärkt wird. Das wird durch abgestimmte Parallelresonanzkreise auf der Anodenseite erreicht. (In Bild 113 dick gezeichnet, vgl. auch § 29c.)

Bei den hohen Frequenzen, wie sie im kurzen Rundfunkwellenband und im Kurzwellenverkehr benutzt werden, macht es einige Schwierigkeiten, hohe Verstärkungsgrade völlig stabil herzustellen. Da nämlich in allen Stufen genau auf die gleiche Frequenz abgestimmte Schwingungskreise vorhanden sind, ist die Gefahr der Rückkopplung, die zur Selbsterregung oder zu

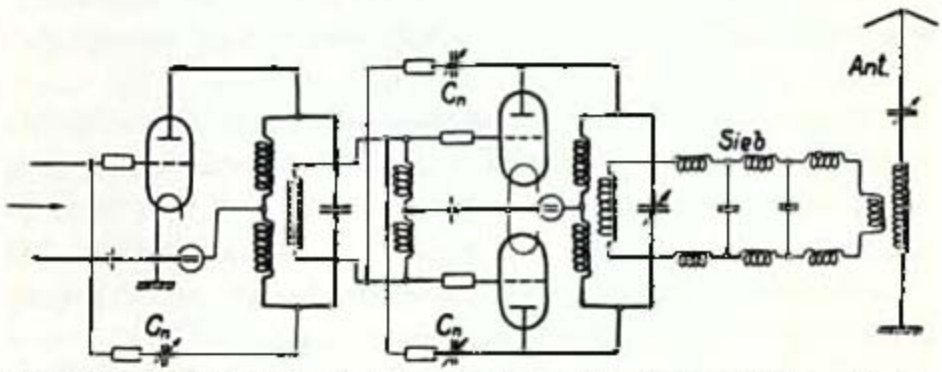

Bild 113. Vereinfachtes Schaltungsschema der beiden letzten Stufen eines Rundfunksenders. Letzte Stufe in Gegentakt. C_n = Neutrodyn-Kondensatoren.

einer unzulässigen Entdämpfung einzelner Stufen führen kann, sehr groß. Eine äußere Rückkopplung über die Schaltelemente wird durch sorgfältige Schirmung und nicht zu feste Kopplung der einzelnen Stufen vermieden. Darüber hinaus ist es notwendig, auch die innere Rückkopplung über die Gitteranodenkapizität durch äußerst sorgfältige Neutralisation jeder Stufe zu unterbinden (vgl. § 30c). Zu den Neutrodynkondensatoren C_n in Bild 113 liegen in Reihe noch Ohmsche Widerstände, um den genauen Abgleich nicht nur der Amplitude, sondern auch der Phase nach richtig machen zu können. Wenn diese Maßnahmen nicht genügen, muß man in einer der mittleren Stufen vor der Modulationsstufe eine Frequenzverdoppelung vornehmen.

Der Steuersender und die ersten Verstärkerstufen schwingen dann mit der halben Sendefrequenz. In der Verdoppelungsstufe wird durch eine große negative Vorspannung des Gitters eine stark verzerrte Anodenstromkurve erzeugt (vgl. § 20 Bild 47), aus der ein entsprechend abgestimmter Schwingungskreis die erste Oberschwingung, d. h. die Sendefrequenz aussiebt. Eine Rückwirkung der starken Endstufen auf die schwache Steuerstufe ist dann der ungleichen Frequenzen wegen unwirksam.

Alle diese Maßnahmen zur Stabilisierung der Schwingungsamplitude dienen gleichzeitig dazu, unerwünschte Rückwirkungen des Modulationsvorganges auf die Schwingungs-Frequenz zu vermeiden. Diese muß außerordentlich konstant sein. Für den Rundfunk sind nur $\pm$ 50 Hz Abweichungen zugelassen. Sie darf sich vor allem nicht im Rhythmus der Modulationsfrequenz ändern, da eine solche zusätzliche „Frequenzmodulation" zu Verzerrungen Anlaß gibt. Selbst bei Steuersendern, deren Frequenz durch einen auf konstanter Temperatur gehaltenen Quarzkristall bestimmt wird, ist eine gewisse Frequenzänderung durch elektrische Beeinflussung möglich. Um dem vorzubeugen, läßt man auf die Steuerstufe zunächst eine Trennstufe folgen, die die Leistung fast unverstärkt weitergibt und durch lose Koppelung mit vorhergehender und folgender Stufe eine Rückwirkung verhindert.

Die Anforderungen an die Rückwirkungsfreiheit des Verstärkers gehen sogar noch weiter: auch die Phase der Trägerfrequenz darf durch die wechselnde Energieaufnahme der Modulationsstufe nicht beeinflußt werden, wenn Verzerrungen durch „Phasenmodulation" vermieden werden sollen. Deswegen wird die Kopplung zwischen Modulationsstufe und deren Vorstufe besonders lose gehalten. Wenn man bedenkt, daß die von der Endstufe abgegebene Leistung bei 100% Modulation etwa 1000 mal je Sekunde zwischen Leerlauf und Vollast hin und her schwankt, so kann man sich vorstellen, daß es nicht leicht ist zu erreichen, daß ein so großer und schneller Wechsel der Belastung ganz ohne Einfluß auf die übrigen Betriebsgrößen bleibt.

Zur Erfüllung dieser Forderung ist es notwendig, die etwa millionenfache Leistungsverstärkung auf die verhältnismäßig hohe Zahl von 6—7 Verstärkerstufen zu verteilen. Jede Stufe bewirkt für sich eine etwa 100-fache Leistungsverstärkung, jedoch wird zur Vermeidung einer der beschriebenen Rückwirkungen jeweils nur etwa 1/10 der verstärkten Leistung an das Gitter der folgenden Stufe weitergegeben.

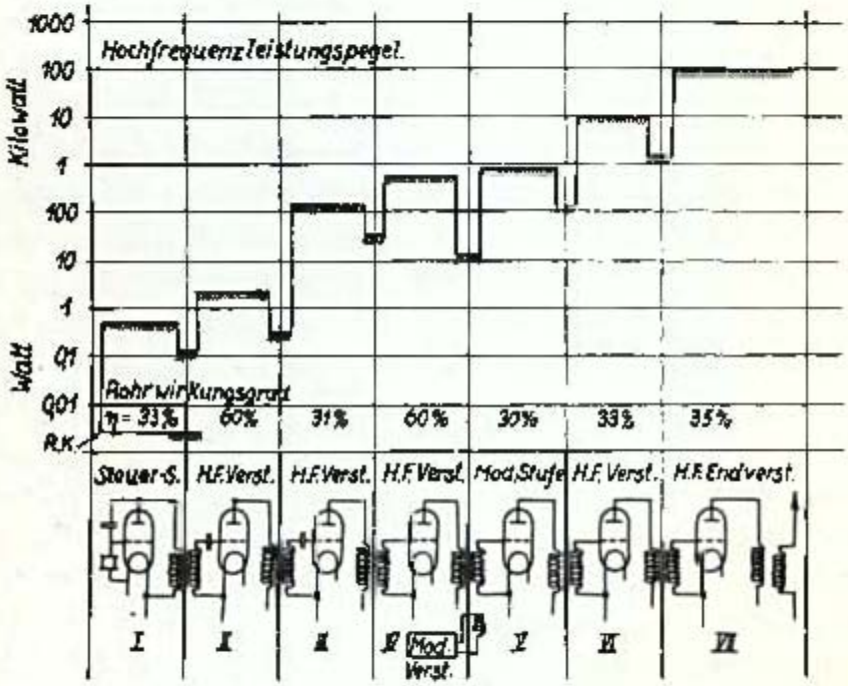

Bild 114. Steigerung der Leistung in den einzelnen Stufen eines Großrundfunksenders.

Bild 114 zeigt das pilgerschrittartige Anwachsen der Hochfrequenzleistung in den 7 Stufen eines Senders mit 100 kW Antennenleistung. Jeder Zunahme durch die Verstärkung in einer Röhre folgt eine Abnahme infolge der losen Kopplung. Die einzelnen Stufen sind unten ganz schematisch angedeutet. Für die Leistungen ist ein logarithmischer Maßstab gewählt. Man erkennt, daß die auf den Steuersender I folgende Trennstufe II ihre Eingangsleistung von 0,2 Watt fast unverstärkt weitergibt, während Stufe III selbst leistungsmäßig 100 fach ver-

stärkt. Die vor der Modulationsstufe liegende Verstärkerstufe IV gibt bei mittlerer Sendeleistung sogar weniger Energie ab als ihr zugeführt wird!

Die im Bilde angegebenen Leistungen und Röhrenwirkungsgrade beziehen sich auf die unmodulierte Trägerwelle. Bei voller Modulation steigt die Aussteuerung und dadurch der Wirkungsgrad der Endstufen auf etwa das doppelte (vgl. § 24).

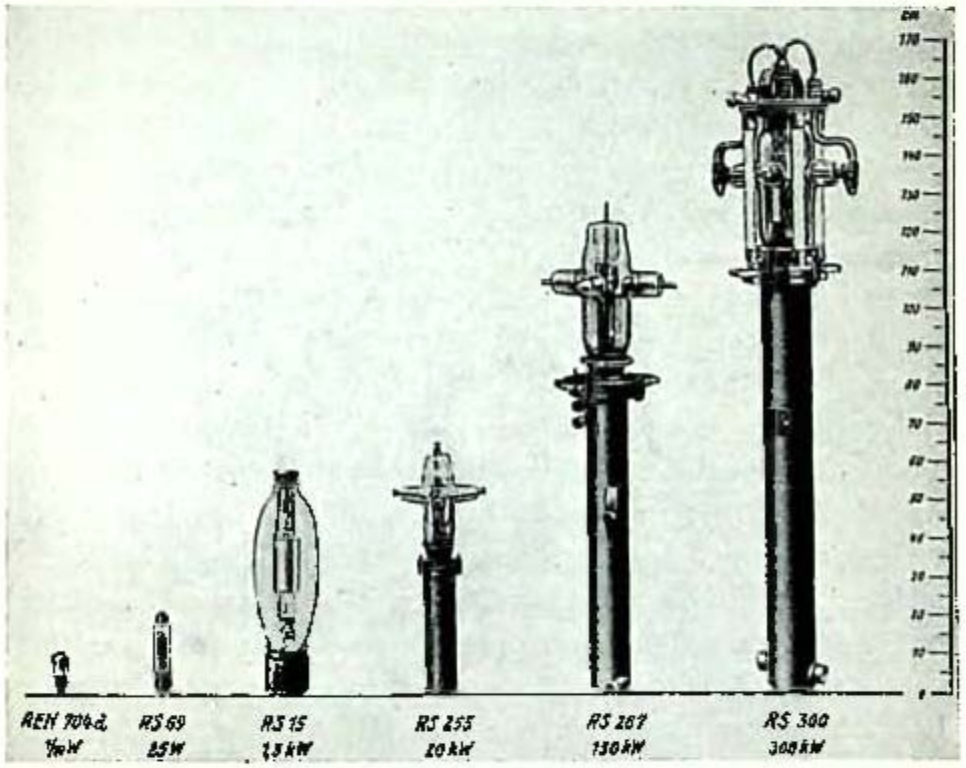

Bild 115. Röhren für die verschiedenen Stufen eines Großrundfunksenders.

Bild 115 veranschaulicht, wie die Größe der Verstärkerröhren mit der Leistung anwächst.

Für die Endstufen und die Antennenankopplung ergeben sich noch besondere Bedingungen durch die Forderung, daß die durch die Modulation erzeugten Seitenbänder (vgl. Bd. III) gleichmäßig durchgelassen, hochfrequente Oberwellen aber möglichst vollständig unterdrückt werden müssen. Die Anodenschwingungskreise, die ja Blindleistungen von einigen 100 KVA aufnehmen müssen, sind notwendigerweise räumlich große Gebilde von an

sich sehr geringer Dämpfung. Wenn ihre Resonanzkurve innerhalb der doppelten Seitenbandbreite horizontal verlaufen soll, müssen sie hinreichend gedämpft sein. Der letzte Kreis erhält durch den Strahlungswiderstand der angekoppelten Antenne eine Nutzdämpfung; die anderen Kreise müssen meist wassergekühlte Widerstände erhalten.

Oberschwingungen der Sendefrequenz dürfen vereinbarungsgemäß in der Antenne nur mit 1/100 Watt auftreten. Das bedeutet bei 100 kW Trägerfrequenzleistung den 10^{-7} Teil der Grundwelle. Um diese hohe Oberwellenfreiheit zu erreichen, betreibt man die Endstufe in Gegentaktschaltung, wodurch die geradzahligen Oberschwingungen von selbst ausfallen. Darüber hinaus ist eine sehr sorgfältige Filterung durch Siebketten oder mehrfache Resonanzkreise erforderlich. Vgl. Bild 113.

Der Leistungsbedarf eines Senders mit 100 kW Antennenleistung beträgt etwa 500 kW. Davon geht der größte Teil als Anodenverlustleistung der Endröhren verloren. Die Anodenspannung der letzten Stufen beträgt etwa 10000 Volt. Die Versorgung der Röhren mit den Betriebsspannungen für Heizung, Anode und Gitter muß natürlich mit allen in der Starkstromtechnik üblichen Vorsichtsmaßnahmen erfolgen. Damit bei Überschlägen, die in den wassergekühlten Röhren zwischen Gitter und Anode auftreten können, nicht das ganze Rohr zerstört wird, sind in Anoden- und Gitterzuleitungen schnell schaltende Relaisabschalter eingebaut. Zur Unterdrückung wilder Schwingungen und zur Begrenzung der Kurzschlußströme sind Sicherheitswiderstände vor Anoden und Gitter geschaltet, die einen nicht unbedeutenden Anteil der Verlustleistung verbrauchen. Die Zuführung aller Spannungen erfolgt am besten in Punkten der Schaltung, die kein Hochfrequenzpotential gegen Erde führen. Andernfalls sind Absperrdrosseln erforderlich, die leicht zu wilden Schwingungen Anlaß geben können.

Bild 113 zeigt nur in weitgehender Vereinfachung die beiden Endstufen und die Ausgangsschaltung eines Sendeverstärkers. Die Vorstufe ist als einfacher neutralisierter Verstärker, die Endstufe als neutralisierter Gegentaktverstärker gezeichnet. Die

grundsätzliche Wirkung der Neutralisation ist in der Gegentaktschaltung die gleiche wie bei einem Rohr. Zwischen Endstufe

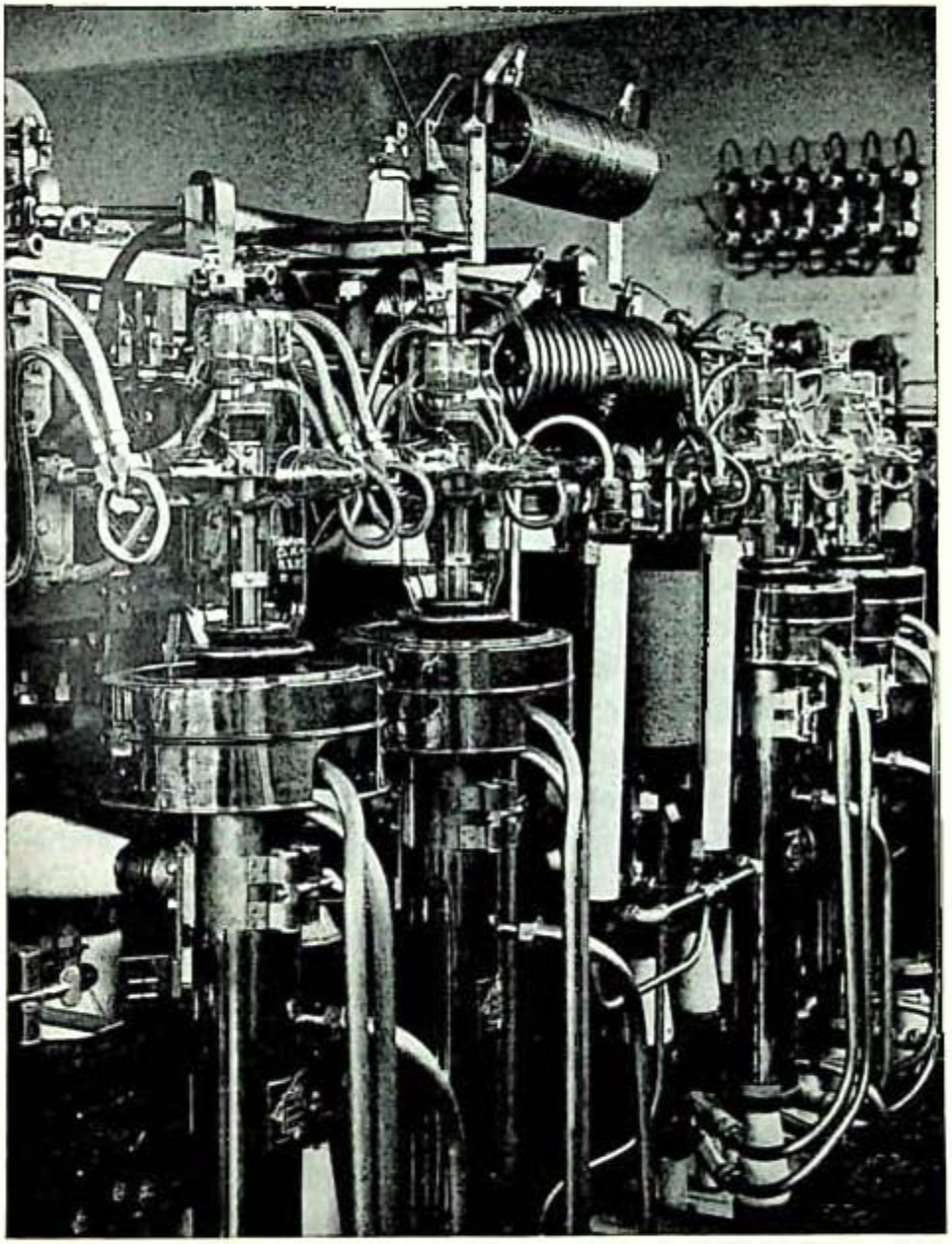

Bild 116. Teil aus der Endstufe eines Großrundfunksenders.

und Antenne liegt das oben erwähnte Sieb zur Unterdrückung der Oberwellen.

Daß die Dinge in Wirklichkeit nicht so einfach sind, wie es Bild 113 vermuten läßt, zeigt ein Blick auf Bild 116, in dem die tatsächliche Ausführung eines kleinen Teiles der Endstufe eines Senders dargestellt ist. Man erkennt zusammen 4 Röhren, da für die 2 Gegentaktröhren eine Reserve vorgesehen ist, auf die bei Störungen in kürzester Zeit umgeschaltet werden kann. Die vielen sichtbaren Rohrleitungen dienen für den Zu- und Abfluß des Kühlwassers.

§ 35. Zusammenfassung von Teil B.

1. Im Gegensatz zum inneren Widerstand R_i der Röhre ist der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ der Schaltung meistens für verschiedene Frequenzen verschieden groß.

2. Der Widerstand $\mathfrak{R}_a$ kann dann nur für eine bestimmte Frequenz den günstigsten Wert erhalten. Die Verstärkung wird frequenzabhängig.

3. Tonfrequenzverstärker sollen meist in einem weiten Frequenzbereich gleichmäßig verstärken.

4. Alle frequenzabhängigen induktiven und kapazitiven Widerstände müssen dann, soweit sie in Reihe liegen, möglichst klein, so weit sie parallel liegen, möglichst groß gegenüber R_i oder den sonstigen frequenzunabhängigen Widerständen gemacht werden.

5. Beim Transformator wirkt der Kurzschlußwiderstand ≈ Streuinduktivität als Reihenwiderstand, die Leerlaufinduktivität als Parallelwiderstand.

6. Die natürlichen Kapazitäten wirken als Parallelwiderstände. Sie sind oft ausschlaggebend für die obere Grenze der Frequenz, oberhalb der keine Verstärkung mehr eintritt. Sie verkleinern besonders den in 9. und 10. genannten wirksamen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$.

7. Hochfrequenzverstärker sollen meist nur einen engen Frequenzbereich verstärken.

8. Dies wird durch einen Parallelresonanzkreis erreicht, dessen Widerstand $\mathfrak{R}_a$ nur für die Resonanzfrequenz groß wird. Man muß aber selbst dies maximale $\mathfrak{R}_a$ kleiner als R_i machen, wenn man eine Pseudodämpfung, eine Verbreiterung des verstärkten Frequenzbereichs vermeiden will.

9. Der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$, die „Güte der Schaltung", ist ein Maß für die zum Steuern erforderliche Scheinleistung und damit für den Verstärkungsgrad.

10. Je höher der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$, desto größer ist der Einfluß von Störungen, wie sie durch schlechte Isolation, durch äußere elektrische Felder oder durch innere kapazitive Rückkopplungen hervorgerufen werden. Man geht ungern über $\mathfrak{R}_g = 10^6$ Ohm hinaus.

11. Die natürliche Kapazität C_{ga} zwischen Gitter und Anode, die teils in der Röhre, teils aber auch in den Zuleitungen liegt, stellt eine Rückkopplung dar, die um so stärker wirksam wird, je größer die Spannungsverstärkung der Röhre ist.

12. Die Art der Wirkung hängt von der Phase des im Anodenkreise liegenden Widerstandes $\mathfrak{R}_a$ ab. Bei phasenreinem $\mathfrak{R}_a$ wirkt C_{ga} wie eine beträchtliche Gitterkapazität, die $\mathfrak{R}_g$ herabsetzt, bei induktivem $\mathfrak{R}_a$ außerdem wie eine negative Ableitung, die die Dämpfung vermindert und zur Selbsterregung führen kann.

13. Durch die Neutrodynschaltung kann man die Wirkung von C_{ga} kompensieren, durch Verwendung von Schirmgitterröhren und Abschirmung der äußeren Zuleitungen C_{ga} selbst praktisch zu null machen.

14. Bei Mehrfachverstärkern multiplizieren sich die Verstärkungen der einzelnen Stufen. Man kann so in wenigen Stufen beliebig große Verstärkungsgrade erreichen.

15. Die Größe der Ausgangsleistung ist nur durch die Herstellungskosten begrenzt. Die Kleinheit der Eingangsleistung dagegen durch die Störungen, die mit verstärkt werden.

16. Schirmt man alle äußeren Störungen sorgfältig ab und beseitigt auch alle inneren Rückkopplungen, so kommt man an eine nicht zu beseitigende Störgrenze, die durch die Wärmebewegung der Elektronen hervorgerufen wird. Für einen Frequenzbereich von 5000 Hertz entspricht diese einer störenden Eingangsleistung von 10^{-16} Watt, also bei $\mathfrak{R}_g = 10^6$ Ohm einer störenden Eingangsspannung von 10^{-5} Volt effektiv.

17. Mit Eingitterröhren erreicht man leicht eine 20fache, mit Schirmgitterröhren eine 100fache Spannungsverstärkung je Stufe.

C. Der Gitterstrom.

1. Gitter dauernd negativ.

§ 36. Ursache und Größe des Gitterstromes.

Es war beim Vor- und Kraftverstärker eine der wichtigsten Voraussetzungen, daß man durch eine negative Gittervorspannung den Gitterstrom vollständig unterdrücken und somit eine völlig leistungslose Steuerung des Anodenstroms herstellen kann. Diese Voraussetzung ist in der Tat bei den modernen Röhren sehr weitgehend erfüllt. Nur wenn man extrem hohe Schaltungswiderstände $\Re_g$ verwendet, wenn man z. B. die Röhre als Elektrometer verwenden will, derart, daß das isoliert herausgeführte Gitter kleine elektrostatische Ladungen durch eine entsprechende Änderung des Anodenstroms anzeigen soll, stößt man auf Schwierigkeiten. Diese hängen mit Gitterströmen zusammen, die sich wegen ihrer Kleinheit nur schwer messen lassen. Es ist daher wichtig, daß ihre Ursache und Größe theoretisch gut bekannt ist.

a) Der positive Elektronen-Gitterstrom J_{g+}.

Der normale Gitterstrom wird durch die aus der glühenden Kathode austretenden und zum Gitter hinüberfliegenden Elektronen gebildet. Auch bei negativer Gitterspannung können noch Elektronen hinüber gelangen, weil sie ja aus der Kathode mit einer nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit schwankenden Anfangsgeschwindigkeit austreten und gegen eine ihrer Anfangsgeschwindigkeit entsprechende Gegenspannung noch anlaufen können. Es sind dieselben Erscheinungen, die in Band I, § 4 als „Anlaufstromgesetz" beschrieben worden sind. Es gilt auch hier

(206) $J_{g+} = J_0 \varepsilon^{\frac{U_g}{E_T}}$ = *positiver Elektronen-Gitterstrom*

gültig für $J_{g+} < \approx 10^{-6}$ A; E_T = Temperaturspannung $\approx 0{,}1$ Volt.

Mit wachsender negativer Gitterspannung U_g nimmt der Gitterstrom J_{g+} nach einer Exponentialfunktion sehr schnell ab. Jede Vergrößerung von $-U_g$ um $2{,}3\ E_T \approx 0{,}23$ Volt ergibt eine Verminderung des Stromes auf 1/10, da $\varepsilon^{-2{,}3} = 1/10$ ist.

Tafel XI.

$-U_g/E_T =$	2,3	6,9	13,8	20,7	27,6	34,5
$J_{g+}/J_0 =$	10^{-1}	10^{-3}	10^{-6}	10^{-9}	10^{-12}	10^{-15}

Dabei ist, falls $E_T = 0{,}1$ Volt ist

$-U_g =$	0,23	0,69	1,38	2,07	2,76	3,45 Volt.

Für eine Temperaturspannung $E_T = 0{,}1$ Volt (entsprechend einer absoluten Temperatur der Kathode von 1161°; vgl. Bd. 1, § 3, Formel (5)) genügt also schon eine negative Vorspannung $U_g = -2{,}07$ Volt, um den Strom auf 10^{-9} seines Nullwertes J_0 herabzudrücken.

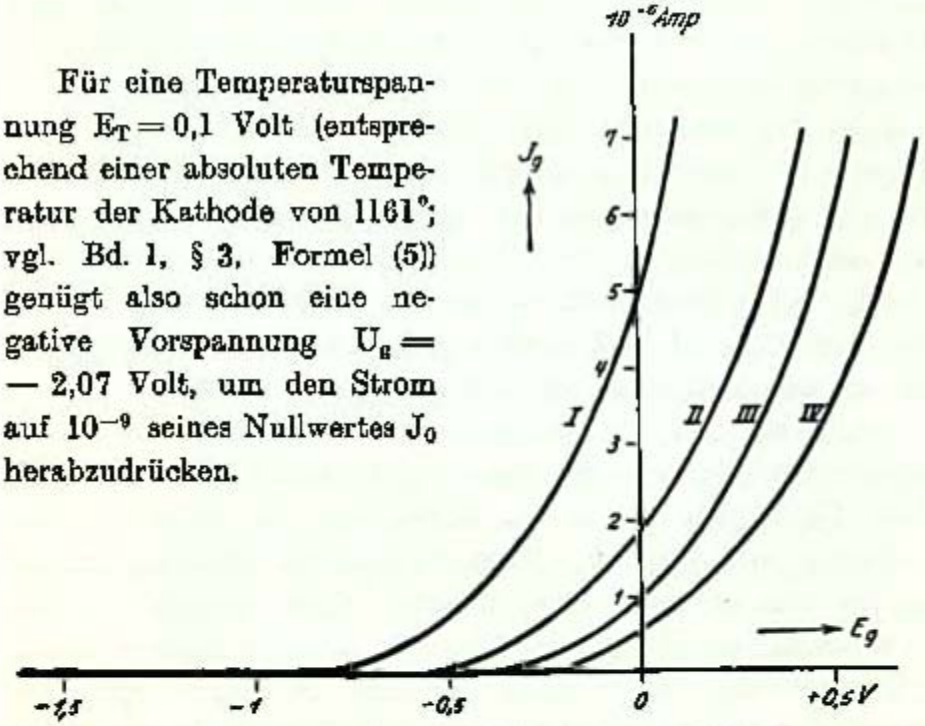

Bild 117. Der Gitterstrom einer Wolfram-Röhre mit gutem Vakuum.

Dies eigentümliche Exponentialgesetz ist auch experimentell sehr exakt bestätigt worden (Bild 117). Die Konstante J_0 ist gleich dem Gitterstrom J_{g+} bei der Gitterspannung $U_g = 0$. J_0 ist einerseits proportional der Zahl der aus der Kathode austretenden Elektronen, nimmt daher mit der Heizung der Kathode

in derselben Weise zu, wie es der Sättigungsstrom J_s tut. Vgl. Bd. I, § 3. Außerdem haben indirekt geheizte Röhren infolge ihres meist wesentlich größeren Sättigungsstromes J_s auch einen entsprechend größeren Gitterstrom J_0. J_0 hängt andererseits von der Stromverteilung ab. Bei hoher Anodenspannung werden die Elektronen mehr zur Anode hinübergezogen, so daß der Gitterstrom J_0 kleiner wird. Vgl. Bild 117 und Tafel XII.

Man findet oft zwischen Röhrentypen mit ganz gleichen Abmessungen, ja selbst bei ein und derselben Röhre nach längerer Benutzung unter den gleichen Betriebsverhältnissen Unterschiede in J_0 um das 10- und noch mehrfache. Man kann dies auch so ausdrücken, daß der Gitterstrom bei einer anderen Gitterspannung einsetzt. 10-facher Strom entspricht einer Verschiebung der Exponentialfunktion um 2,3 $E_T \approx 0{,}23$ Volt. Eine solche Verschiebung wird durch das Kontaktpotential E_k hervorgerufen, um das sich die wahre Gitterspannung von der von außen angelegten Gitterspannung unterscheidet. E_k ist gleich der Differenz der „Austrittsarbeiten" E_0 der Elektronen aus der Kathode und aus dem Gitter, die von der chemischen Beschaffenheit der Oberflächen abhängt (vgl. Bd. I, § 3a). Bei Kathoden mit einem Bariumüberzug ist E_0 besonders gering, um 1 bis 2 Volt kleiner als bei den normalen reinen Metallen, wie sie für das Gitter verwandt werden. Es ist dann $E_k = 1$ bis 2 Volt, d. h. der Gitterstrom fängt erst bei einer um 1 bis 2 Volt stärker positiven Gitterspannung an zu fließen und ist bei der Gitterspannung null schon fast unmerklich klein. Man kommt bei solchen Röhren ganz ohne negative Gittervorspannung aus, wenn sie nur zur Verstärkung kleiner Wechselspannungen dienen sollen. Normaler Weise schlägt sich aber bei dem Formierungsprozeß das Barium nicht nur auf der Kathode sondern auch auf dem Gitter nieder. Dadurch wird auch dessen Austrittsarbeit kleiner und damit auch die Differenz E_k klein. Auch durch längeren Betrieb mit stärker geheizter Kathode und durch andere künstliche Mittel kann man Barium oder andere Stoffe auf das Gitter aufdampfen. Man findet dann, daß nicht nur die Gitterstromkennlinien $J_g = f(U_g)$ sondern auch die Anoden-

stromkennlinien $J_a = f(U_g)$ um die Änderungen des Kontaktpotentials E_k gegen früher parallel verschoben sind und kann auf diese Weise die eingetretene Änderung von E_k sehr genau bestimmen. Für die neueren Röhren mit Barium-Kathode ergeben sich für das Einsetzen des Gitterstromes die in Tafel XII zusammengestellten Werte.

Tafel XII.

Gitterspannung U_g, bei der der Elektronen-Gitterstrom J_{g+} „einsetzt", d. h. eine Stärke von 10^{-7} A annimmt, in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_a bei normaler Röhrenheizung.

	$U_a =$	0	200 Volt
Direkt geheizte Röhren:	$U_g =$	+ 0,15 bis + 0,45	+ 0,6 bis + 1,3 Volt
Indirekt „ „	$U_g =$	− 0,3 „ − 1,5	− 0,15 „ − 1,2 „

Bei direkt geheizten Röhren wird der Gitterstrom also im allgemeinen schon unmerklich klein, wenn man Gitter und Anode unmittelbar miteinander verbindet, während man bei indirekt geheizten Röhren dann noch einen starken Gitterstrom erhält, der erst verschwindet, wenn man ein bis zwei Volt negative Gittervorspannung anwendet. Kommt es auf den Einsetzpunkt genau an, so tut man gut, jeweils den Gitterstrom vorher genau zu messen, da die Werte, wie oben angegeben, selbst bei ein und derselben Röhre zeitlich schwanken können. Kommt es nur darauf an, den Gitterstrom zu Null zu machen, so erreicht man dies bezüglich des Elektronenstromes J_{g+} stets ganz sicher mit einer Gittervorspannung von −3 Volt, die bei größeren Gitterwechselspannungen um deren Amplitude U_g zu erhöhen ist.

b) Der negative Ionen-Gitterstrom J_{g-}. Kurven, wie sie in Bild 117 wiedergegeben sind, erhält man bei Röhren mit gutem Vakuum. Was man bei sehr schlechtem Vakuum erhält, zeigen die ausgezogenen Kurven in Bild 118. Der positive Gitterstrom nimmt bei abnehmender Spannung am Gitter anfangs rasch auf Null ab, wird dann negativ, fließt also in entgegengesetzter Richtung und wird schließlich bei stark ne-

gativer Gitterspannung wieder Null und bleibt dann Null. Negativer Gitterstrom bedeutet aber, daß positive Elektrizität aus der Röhre herausfließt. Er kann nur dadurch zustande kommen, daß in der Röhre positive Ladungen auf das Gitter auftreffen, die also nicht von Elektronen herrühren können. Solche positiv geladene Teilchen, Ionen, entstehen durch Stoßionisation, wenn Gasreste in der Röhre vorhanden sind. Diese Stoßionisation wird durch die Elektronen erzeugt, die aus dem Heizdraht austreten und hinter dem Gitter durch das starke Feld der Anode beschleunigt werden. Es ist daher zu er-

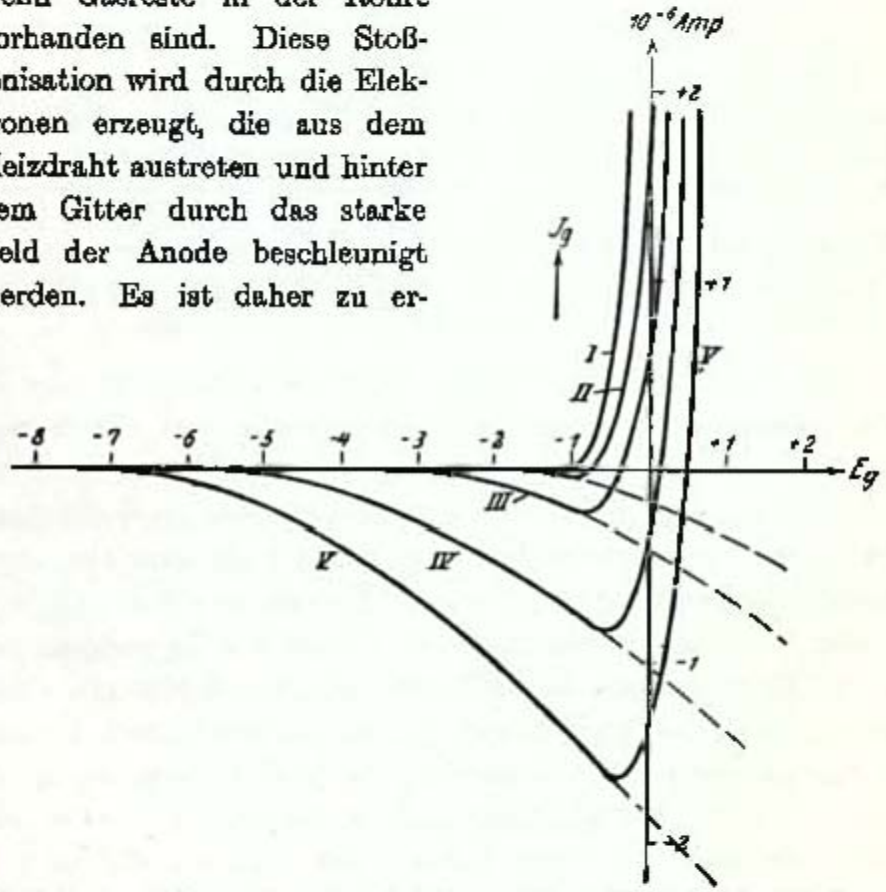

Bild 118. Der Gitterstrom einer Wolfram-Röhre mit schlechtem Vakuum.

warten, daß um so mehr positive Ionen gebildet werden, je größer der zur Anode gehende Elektronenstrom J_a, je höher ferner die die Elektronen beschleunigende Anodenspannung U_a, je länger der Ionisierungsweg, d. h. bei zylindrischer Anordnung der Abstand Gitter-Anode, und je größer der Gasgehalt, je schlechter also das Vakum ist. Dies alles ist durch Messungen bestens bestätigt gefunden.

Bei schlechtem Vakuum setzt sich der Gitterstrom J_g daher aus zwei verschiedenen, voneinander ganz unabhängigen Teilen zusammen, erstens dem positiv bezeichneten normalen, von den Elektronen herrührenden Strom J_{g+}, der, wie beschrieben, bei einer bestimmten Gitterspannung einsetzt und dann exponentiell schnell zunimmt, und zweitens dem negativen, von den Ionen herrührenden Strom J_{g-}, dessen Größe vom Gasgehalt und von der Anodenspannung abhängt und dessen Verlauf, wenn diese konstant gehalten werden, wie sorgfältige Messungen ergeben haben, genau dem Anodenstrom J_a proportional ist:

(107) $J_{g-} = -V \cdot J_a =$ *negativer Ionen-Gitterstrom.*

Die Konstante $V = -J_{g-}/J_a$ ist der in Bd. I, § 2 erwähnte Vakuumfaktor. Ebenso wie die Anodenstromkennlinie $J_a = f(U_g + DU_a)$ setzt daher J_{g-} gleichzeitig mit J_a bei etwa $U_g = -DU_a$ ein und steigt dann mit U_g entsprechend der wachsenden Steilheit S weiter an. Sobald freilich der Elektronenstrom J_{g+} einsetzt, steigt dieser bei halbwegs gutem Vakuum bald so viel schneller an, daß dagegen J_{g-} ganz zu vernachlässigen ist. Man kann so den eigentümlichen, in Bild 118 gezeichneten Verlauf von J_g durch den der beiden Teilströme J_{g+} und J_{g-} rechnerisch genau bestimmen. Das ist besonders wichtig, weil genaue Messungen wegen der Kleinheit der Ströme nicht ganz einfach sind.

Bild 118 gibt die Meßwerte einer älteren Wolframröhre für verschiedene Anodenspannungen U_a wieder. Während bei kleinem U_a bis zu etwa 50 Volt der Gitterstrom überhaupt nicht negativ wird, weil der Elektronenstrom J_{g+} schon früher als J_{g-} beginnt und diesen überwiegt, verschiebt sich bei größerem U_a bekanntlich die Kennlinie $J_a = f(U_g)$ und somit auch J_{g-} nach links. Der Ionenstrom J_{g-} kommt daher mit wachsendem U_a immer mehr zur Geltung, da ja der Elektronenstrom J_{g+} erst bei etwa $U_g = -1$ Volt und bei höherem U_a sogar noch später beginnt. Dazu kommt, daß auch der Vakuumfaktor V, wie die Messungen ergeben haben, etwa proportional mit U_a ansteigt, da eine höhere Spannung stärker ionisierende Wirkung besitzt. Unterhalb der Ionisierungsspannung, d. h. für $U_a < 10$ Volt ist V und damit J_{g-} vollständig Null.

c) Die Kriechströme infolge unvollkommener Isolation J_{kr}. Die in Bild 118 dargestellten Kurven entsprechen im Mittel einem Vakuumfaktor $V = 10^{-3}$, da bei einem Anodenstrom $J_a = 10^{-3}$ A ein Ionenstrom $-J_g = 10^{-6}$ A erzeugt wurde. Ein so schlechtes Vakuum kommt bei neueren, durch Gettern evakuierten Röhren praktisch nicht mehr vor. Man kann hier mit $V = 10^{-6}$ und noch weniger ziemlich sicher rechnen. Selbst bei einem zehnmal größeren Anodenstrom $J_a = 10^{-2}$ A erhält man dann nur Ionenströme in der Größenordnung von 10^{-8} A. Man sollte hiernach wieder einen Stromverlauf wie in Bild 118 er-

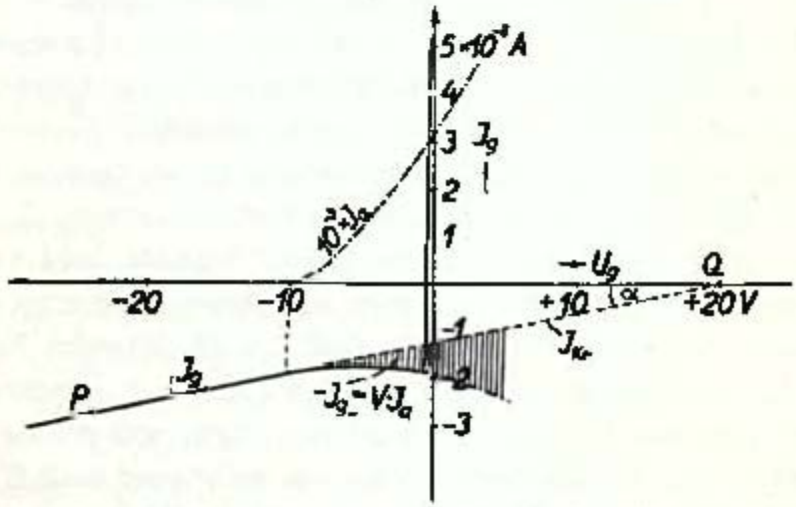

Bild 119. Der Gitterstrom (ausgezogen) und seine 3 Bestandteile: J_{kr} = Kriechstrom. J_{g-} = Ionenstrom. J_{g+} = Elektronenstrom. $U_a = 200$ Volt.

warten, nur mit einem für J_{g-} im Verhältnis 1 : 100 verkleinerten Strommaßstab. Die J_{g+}-Exponentialkurven verschieben sich bei dieser Maßstabsänderung nur um 4,6 $E_T \approx 0{,}46$ Volt nach links. Bei derart kleinen Strömen machen sich aber meist die Kriechströme infolge schlechter Isolation schon so stark bemerkbar, daß sie den Einfluß des unvollkommenen Vakuums überdecken. Bild 119 zeigt den Verlauf des gesamten Gitterstroms J_g, wie er nach der Schaltung von Bild 120 mit einem empfindlichen Galvanometer G gemessen wurde. Die gestrichelte gerade Linie P Q ist der Verlauf der Kriechströme

J_{kr} allein. Von $U_g = -10$ Volt an beginnt der Anodenstrom J_a zu fließen. Von da an beginnt also auch der kleine Ionenstrom $J_{g-} = -\nu J_a$ zu fließen. Er überlagert sich den Kriechströmen und bedingt die kleine in Bild 119 durch Schraffieren hervorgehobene Abweichung nach unten, die bei noch besserem Vakuum noch geringer wird. Von $U_g = -1$ Volt an macht sich der Elektronenstrom bemerkbar. Dieser steigt bis $U_g = 0$ Volt schon auf das $\varepsilon^{10} = 22000$fache an, so daß er praktisch sofort oberhalb $U_g = -1$ Volt allein maßgebend ist.

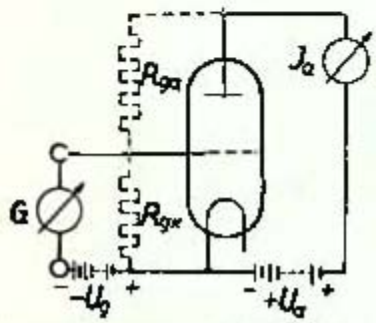

Bild 120. Entstehen der Kriechströme aus den schlechten Isolationen R_{gk} und R_{ga}.

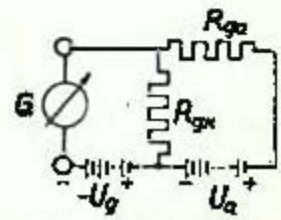

Bild 121. Ersatzschaltung zu Bild 120.

Die Kriechströme rühren einerseits von der unvollkommenen Isolation zwischen Gitter und Kathode her; das ist der Widerstand R_{gk}, hinter dem die Gittervorspannung $-U_g$ wirksam ist. Anderseits von R_{ga} zwischen Gitter und Anode, hinter der die Spannung $U_a + (-U_g)$ wirksam ist (Bild 121). Beide Widerstände pflegen in trockenen Räumen 10^8 bis 10^{10} Ohm groß zu sein. Das Galvanometer G stellt, damit verglichen, einen Kurzschluß dar. Es wird von der Summe der beiden Kriechströme durchflossen, es ist also

$$J_{kr} = \frac{-U_g}{R_{gk}} + \frac{U_a - U_g}{R_{ga}}. \tag{208}$$

Für $U_g = 0$ wird $J_{kr_0} = \frac{U_a}{R_{ga}}$, also

$$R_{ga} = \frac{U_a}{J_{kr_0}} = \frac{200\,V}{1{,}25 \cdot 10^{-8}\,A} = 1{,}6 \cdot 10^{10}\ \text{Ohm} \tag{209}$$

für die Bild 119 zugrunde liegenden Werte. J_{kr} wird gleich Null für $U_g = +U_a \frac{R_{gk}}{R_{ga}+R_{gk}}$. In Bild 119 wird $J_{kr} = 0$ für $U_g = +20$ Volt. Da $U_a = +200$ Volt war, folgt, daß $R_{ga} = 9\,R_{gk}$, also $R_{gk} = 0{,}18 \cdot 10^{10}$ Ohm war. Von U_g als Zweipol aus gesehen liegen, R_{ga} und R_{gk} in Parallelschaltung daher gilt für die Neigung der Kriechstromgeraden

$$\operatorname{ctg}\alpha = R_{ga} \| R_{gk} = \frac{R_{ga} \cdot R_{gk}}{R_{ga}+R_{gk}}. \tag{210}$$

§ 37. Die Wirkungen des Gitterstromes.

Die Steuerleistung einer kleinen Gitterwechselspannung ist nicht durch den Gittergleichstrom, sondern durch den sich überlagernden Wechselstrom, d. h. die Änderungen des Gitterstromes bedingt. Maßgebend ist:

$$S_g = \frac{dJ_g}{dU_g} = \textit{Steilheit der Gitterstromkennlinie.} \tag{211}$$

Hierbei ist aber ähnlich wie in Abschnitt A § 3 bei der Steilheit S der Anodenkennlinie zu beachten, daß die Gitterstromkennlinie $J_g = f(U_g)$ im allgemeinen bei konstanter Anodenspannung U_a aufgenommen wird, daß es aber praktisch in (211) auf das vollständige Differential dJ_g ankommt, wenn sich die Anodenspannung U_a unter dem Einfluß der Gitterwechselspannung $U_a = \mathfrak{B}\,U_g$ ändert. ($\mathfrak{B} = \frac{1}{D}\frac{1}{1+R_i|\mathfrak{R}_a}$ — Spannungsverhältnis; vgl. § 30, Formel (170)). Es muß also auch hier ähnlich wie in § 4 eine Art Arbeitskennlinie zu Grunde gelegt werden.

Wie der gesamte Gitterstrom J_g gleich der Überlagerung der drei Stromarten J_{g+}, J_{g-} und J_{kr} ist, so kann auch die gesamte Steilheit S_g zerlegt werden in die von den drei Stromarten herrührenden Steilheiten

$$S_g = S_{g+} + S_{g-} + S_{kr}. \tag{212}$$

Jeder Steilheit entspricht ein Leitwert, ein reziproker Widerstand; alle drei bilden parallel geschaltet die Belastung des äußeren Gitterkreises durch die Röhre (Bild 122).

a) Aus der Kennlinie von Bild 119 sieht man sofort, daß beim Vorhandensein eines Elektronenstromes J_{g+} dessen Steilheit S_{g+} weit überwiegt. Es ist

$$S_{g+} = \frac{dJ_{g+}}{dU_g} = \frac{J_{g+}}{E_T}; \quad R_{g+} = \frac{1}{S_{g+}} = \frac{E_T}{J_{g+}}. \tag{213}$$

Soll R_{g+} größer als 10^{10} Ohm sein, so muß für $E_T = 0{,}1$ Volt J_{g+} kleiner als 10^{-11} A sein. Ein so kleiner Strom ist praktisch kaum mehr meßbar. Aus dem exponentiellen Anwachsen folgt aber, daß J_{g+} für eine um $\Delta U_g = 11{,}5\ E_T \approx 1{,}15$ Volt stärker positive Gitterspannung 10^6 mal größer ist, also die gut meßbare Größe $J_g = 10^{-6}$ A hat. Daraus folgt der Satz

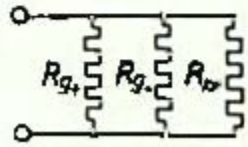

Bild 122. Ersatzschaltung für den Gitterwechselstrom innerhalb der Röhre.
$R_{g+} = 1/S_{g+}$;
$R_{g-} = 1/S_{g-}$;
$R_{kr} = 1/S_{kr}$.

Die Gittervorspannung muß mindestens um 1 Volt negativer sein als dort, wo der Gitterstrom 10^{-6} A groß ist. (214)

Wo $J_g = 10^{-6}$ A ist, muß man experimentell feststellen. Das hängt nach Bild 117 auch mit von der Anodenspannung ab. Dagegen kann man praktisch S_{g+} aus der (J_{g+}, U_g)-Kennlinie bei konstanter Anodenspannung entnehmen. Denn bei einer Wechselspannung $\mathfrak{U}_g = 0{,}1$ Volt (bei größerem $\mathfrak{U}_g$ würde die Krümmung der Kennlinie die Näherungsrechnung mit S_g illusorisch machen) wird $\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{B}\mathfrak{U}_g$ selbst bei $\mathfrak{B} = 100$ erst 10 Volt. So kleine Änderungen der Anodenspannungen machen aber auf die (J_{g+}, U_g)-Kennlinie praktisch nichts aus, solange die Gleichspannung U_a groß gegen $\mathfrak{U}_a$ ist. Erst wenn die Anodenspannung bis nahe an Null herabsinken würde, wenn man sich also dem überspannten Zustand nähern würde, würde die Arbeitssteilheit S_{g+} etwas größer werden als der statischen Kennlinie entspricht.

b) Die Wirkung des durch das schlechte Vakuum V hervorgerufenen Ionenstromes J_{g-} ergibt eine Steilheit

$$S_{g-} = \frac{dJ_{g-}}{dU_g} = -V\frac{dJ_a}{dU_g} = -VS_A = -VS\frac{1}{1+\Re_a R_i}.$$

(215) *Schlechtes Vakuum wirkt wie ein negativer Widerstand* $R_{g-} = 1/S_{g-}$ *und kann Anlaß zur Selbsterregung sein.*

S_A ist die für den verstärkten Strom auf der Anodenseite maßgebende Arbeitssteilheit (vgl. § 4 (12)). S_A ist bei „Leerlauf", d. h. $\Re_a \gg R_i$ gleich Null. Es ist dann auch $S_{g-} = 0$, d. h. es verschwindet dann der Einfluß des schlechten Vakuums bezüglich der zu verstärkenden Wechselspannung $\mathfrak{U}_g$ vollständig. Dies überraschende Ergebnis hat sich auch experimentell bestätigen lassen, vgl. weiter unten. Man darf in diesem Falle also nicht S_{g-} aus den bei konstantem U_a aufgenommenen (J_g, U_g)-Kennlinien (vgl. Bild 118) entnehmen. Das letztere ist nur zulässig für „Kurzschluß", d. h. $\Re_a \ll R_i$, bei dem die Anodenspannung nicht schwankt, $\mathfrak{U}_a = 0$ ist. In diesem Falle ist S_A gleich der normalen Steilheit S der (J_a, U_g)-Kennlinien, d. h. etwa gleich 10^{-3} A/V. In Bild 118 ist für $U_a = 200$ V und $U_g = -2$ V

$$S_{g-} = -\frac{-2\cdot 10^{-6}\,\mathrm{A}}{5\ \mathrm{V}} = -0{,}4\cdot 10^{-6}\,\mathrm{A/V},$$

also $$R_{g-} = 1/S_{g-} = -2{,}5\cdot 10^{6}\ \Omega.$$

Es tritt daher Selbsterregung ein, wenn der wirksame Wirkwiderstand $\Re_{gw}$ des äußeren Gitterstromkreises von der Röhre aus gesehen größer als $2{,}5\cdot 10^6$ Ohm ist. Bei einem Gitterschwingungskreis in der Schaltung von Bild 96 in § 30 erregt sich bei schlechtem Vakuum in der Tat dessen Eigenschwingung, aber nur so lange wie der Schalter S geschlossen ist. Sobald man durch Öffnen von S einen Widerstand $\Re_a \gg R_i$ einschaltet, verschwindet die Selbsterregung aus dem oben genannten Grunde. Dies Verhalten ist also gerade umgekehrt dem in § 30 beschriebenen, durch die Gitter-Anodenkapazität C_{ga} hervorgerufenen, bei dem gerade für $\Re_a \gg R_i$ eine besonders große Rückwirkung eintritt. Im Prinzip ist aber auch hier der Einfluß des schlechten Vakuums als eine Art Rückkopplung aufzufassen, als eine Rückwirkung des verstärkten Stromes J_a der Anodenseite auf

den unverstärkten Strom J_g auf der Gitterseite und es sind hierfür alle die in § 30 für die Rückkopplung durch C_{ga} gültigen Überlegungen entsprechend abgeändert gültig. Ist z. B. $\mathfrak{R}_a$ nicht phasenrein, so besitzt auch R_{g-} neben einem negativen Wirkwiderstand einen Blindwiderstand, der bei Selbsterregung die Frequenz ändert. Auch das ist experimentell bestätigt worden.

Obwohl durch eine Rückkopplung eine Verringerung der Steuerleistung am Gitter eintritt[1]), wird man besonders diese Art Rückkopplung praktisch nicht ausnutzen, weil sich ein schlechtes Vakuum erfahrungsgemäß in unregelmäßiger Weise zeitlich stark ändert und sich von außen nicht auf einen bestimmten gewünschten Wert einstellen läßt. Das unvollkommene Vakuum wird unwirksam, sobald R_{g-} groß gegen den Schaltungswiderstand $\mathfrak{R}_{gw}$ wird. Den letzteren macht man ungern über 10^6 Ohm groß. Der Einfluß des schlechten Vakuums verschwindet dann praktisch für $-R_{g-} \geqq 10^7$ Ohm oder bei $S_A = 10^{-3}$ A/V für einen Vakuumfaktor $V = 10^{-4}$. Das entspricht nach Bd. I, § 2c etwa einem Luftdruck von 10^{-9} Atm., der sich bei Röhren, die durch Gettern evakuiert werden, leicht herstellen und auch dauernd aufrecht erhalten läßt. Bei dem bestmöglichen Vakuum von 10^{-12} Atm. wird $V \approx 10^{-7}$ (bei $U_a = 200$ Volt), daher $R_{g-} \approx -10^{10}$ Ohm. Will man die Röhre als Elektrometer verwenden und auf extrem hohe Widerstände $\mathfrak{R}_g$ gehen, so bleibt nichts anderes übrig, als mit ganz kleinen Anodenspannungen U_a zu arbeiten, die kleiner als die Ionisierungsspannung von etwa 10 Volt sind. Für diese ist V und J_{g-} vollständig Null, irgend ein Einfluß des Gasgehalts auch bei schlechtem Vakuum nicht vorhanden. Man muß dann Röhren mit großem Durchgriff D verwenden,

---

[1]) Es waren früher Röhren im Handel, die absichtlich ein schlechtes Vakuum hatten. Sie gaben gelegentlich eine höhere Verstärkung, waren aber nicht zuverlässig. Auch die in Bd. I, § 8, Bild 32 beschriebenen Außengitterröhren hatten zum Teil eine Gasfüllung, freilich besonders aus dem Grunde, weil eine negative Ladung des Gitters, d. h. der Innenseite der Glaswand sonst zu langsam wieder verschwunden wäre.

damit man bei der negativen Gitterspannung überhaupt noch einen Anodenstrom erhält.

c) Der die unvollkommene Isolation darstellende Widerstand R_{gk} bildet unmittelbar eine Belastung der äußeren Gitterschaltung durch diesen Widerstand. Dagegen fließt durch den Widerstand R_{ga} ein Wechselstrom, für den die Spannungsdifferenz $U_g - U_a = (1 + \mathfrak{B}) U_g$ maßgebend ist. Es sind dieselben Verhältnisse, wie sie in § 30 bei der Wirkung von C_{ga} besprochen wurden. Die Gitterschaltung wird scheinbar mit einem Widerstand belastet von der Größe

$$R^*_{ga} = \frac{R_{ga}}{1 + \mathfrak{B}}.$$

(216) *Es kommt auf eine gute Isolation* R_{ga} *zwischen Gitter und Anode wesentlich mehr an als auf eine gute Isolation* R_{gk} *zwischen Gitter und Kathode.*

Denn das Spannungsverhältnis $\mathfrak{B}$ kann gleich 10 bis 100 sein, so daß R^*_{ga} unter Umständen erheblich kleiner als R_{ga} ist. R^*_{ga} ist stets ein positiver Widerstand, der nur eine induktive oder kapazitive Blindkomponente erhält, wenn $\mathfrak{B}$ nicht phasenrein ist. R^*_{ga} belastet den Gitterkreis um so stärker, je kleiner es ist. Für $R_{ga} = 10^8$ Ohm und $\mathfrak{B} = 99$ wird $R^*_{ga} = 10^6$ Ohm. In warmen feuchten Räumen wird sich oft ein Isolationswiderstand von 10^8 Ohm kaum herstellen lassen. Es hat dann keinen Sinn, den äußeren Schaltungswiderstand $\mathfrak{R}_g$ wesentlich größer als 10^6 Ohm zu machen, weil der wirksame Gesamtwiderstand durch R^*_{ga} doch unter 10^6 Ohm heruntergedrückt wird. Die Anordnung, bei der sowohl im Glasquetschfuß als auch im Sockel Gitter- und Anodenzuleitung möglichst weit voneinander entfernt und durch die dazwischen liegenden Kathodenzuleitungen voneinander abgeschirmt werden (vgl. Bild 88 in § 30), ist nicht nur zur Verkleinerung von C_{ga}, sondern auch in gleichem Maße zur Vergrößerung von R_{ga} günstig. Natürlich müssen auch die weiteren Zuleitungen außerhalb der Röhre zu Gitter und Anode isolationsmäßig gut voneinander abgeschirmt sein, dürfen z. B. nicht auf metallisch miteinander verbundenen

Teilen montiert sein, falls diese Teile nicht gut geerdet, d. h. galvanisch mit der Kathode verbunden sind.

§ 38. Die Verwendung der Röhre als Elektrometer.

Die theoretische Möglichkeit, den Anodenstrom J_a durch Änderung der Gitterspannung U_g rein elektrostatisch, d. h. völlig leistungslos steuern zu können, legt den Gedanken nahe, die Röhre auch zur Messung statischer Aufladungen zu verwenden, also die sonst dafür verwandten sehr empfindlichen Elektrometer durch gröbere, vom Strom J_a betätigte Instrumente zu ersetzen und vielleicht auch auf diese Weise die Empfindlichkeit höher zu treiben. Bei einem guten Elektrometer erreicht man mit Bernsteinisolation unschwer einen Isolationswiderstand von 10^{12} Ohm, durch Einbau besonderer Trockenkammern sogar noch erheblich höhere Werte. Das gleiche bei Elektronenröhren zu erreichen, stößt aber praktisch auf Schwierigkeiten, wie die folgenden Überlegungen zeigen.

Trennt man die vom Gitter nach außen führende Gitterzuleitung vollständig ab oder sperrt sie wenigstens für den Gleichstrom durch einen gut isolierenden Kondensator[1]), so muß sich zwangläufig der Arbeitspunkt auf der Gitterkennlinie einstellen, bei dem die Kennlinie die Abszissenachse schneidet, bei dem also gilt:

$$J_g = J_{g+} + J_{g-} + J_{kr} = 0 \quad \text{oder} \quad J_{g+} = -(J_{g-} + J_{kr}).$$

Wie ein Blick auf Bild 118 oder 119 zeigt, wird dann die Steilheit S_g im Arbeitspunkt praktisch ausschließlich durch die Steilheit $S_{g+} = J_{g+}/E_T$ des Elektronenstromes J_{g+} hervorgerufen. S_g wird also nur dann klein sein, wenn der negative Gitterstrom $(J_{g-} + J_{kr})$, dem ja der positive J_{g+} gleich ist, klein ist. Soll z. B. $S_g \leqq 10^{-7}$ A/Volt, also der wirksame Innenwiderstand der Röhre gegenüber einer kleinen Wechselspannung

$$R_g = 1/S_g \geqq 10^7 \text{ Ohm}$$

sein, so muß nach (213) bei $E_T = 0{,}1$ Volt der negative Gitterstrom $(J_{g-} + J_{kr})$ kleiner als 10^{-8} Amp. sein.

[1]) Das ist z. B. bei Druckindikatoren der Fall, die mit einen piezoelektrischen Quarz im Gitterkreise arbeiten.

Nun liegt der Schnittpunkt der Gitterstromkennlinie mit $J_g = 0$ immer sehr nahe um die Gitterspannung $U_g = 0$ herum. Der Kriechstrom ist daher einfach $J_{kr} = -U_a/R_{ga}$. Bei Vernachlässigung des Vakuumstromes J_{g-} ergibt sich dann

$$S_g = \frac{J_{kr}}{E_T} = \frac{U_a}{E_T} \cdot \frac{1}{R_{ga}}; \quad R_g = \frac{1}{S_g} = R_{ga} \frac{E_T}{U_a}.$$

(217) *Ein gleichstrommäßig abgetrenntes Gitter besitzt bei gutem Vakuum gegenüber kleinen Spannungsschwankungen einen wirksamen Innenwiderstand R_g, der E_T/U_a (= 1/2000 für $E_T = 0{,}1$ Volt und $U_a = 200$ Volt) mal kleiner ist als der Isolationswiderstand R_{ga} zwischen Gitter und Anode*[1]).

Bei unvollkommenem Vakuum wird R_g noch kleiner. Es kommt zu J_{kr} dann noch der Ionenstrom $J_{g-} = -VJ_a$, was gleichbedeutend ist mit der Parallelschaltung eines Widerstandes von der Größe

$$(218) \quad \frac{E_T}{VJ_a} = 10^7 \text{ Ohm für } E_T = 0{,}1;\ J_a = 5 \cdot 10^{-3};\ V = 2 \cdot 10^{-6}$$

parallel zu R_g. $V = 2 \cdot 10^{-6}$ entspricht etwa dem guten Vakuum der modernen Röhren. Man erkennt aus diesen Angaben, daß es *große Schwierigkeiten macht, eine Röhre mit isoliert herausgeführtem Gitter an Stelle eines elektrostatischen Voltmeters zu verwenden.*

Bei dem besten überhaupt herstellbaren Vakuum von 10^{-12} Atmosphären muß man bei 200 Volt Anodenspannung immer noch mit einem Vakuumfaktor $V = 10^{-7}$ rechnen. Will man daher Widerstände von 10^{10} Ohm oder höher erreichen, so muß man

---

[1]) Der ungünstige Arbeitspunkt mit großer Steilheit $S_g \approx S_{g+}$ beim Gitterstrom $J_g = 0$ muß sich auf die Dauer immer von selbst einstellen. Für eine mehr oder weniger kurze Zeit kann man aber einen wesentlich günstigeren, mehr im Negativen liegenden Arbeitspunkt herstellen, für den S_{g+} verschwindet und $S_g = S_{kr}$ wird, indem man einen hoch isolierten Kondensator C_z zwischen Gitter und Kathode legt und diesen etwa 2 bis 3 Volt negativ auflädt. Dieser entlädt sich dann langsam durch den Gitterstrom $J_g = J_{kr}$. Bei guter Isolation geht das so langsam (einige Stunden), daß die beabsichtigte Messung dadurch kaum gestört wird.

unbedingt mit der Anodenspannung unter die Ionisierungsspannung von etwa 10 Volt heruntergehen, damit der Vakuumeinfluß verschwindet. Auch dann ist nach (217) der wirksame Isolationswiderstand des Gitters immer noch etwa 100 mal kleiner als der Isolationswiderstand R_{ga} zwischen Gitter und Anode ($U_a/E_T \approx 100$). Mit ausgesuchten Röhren der normalen Typen läßt sich günstigstenfalls etwa ein wirksames R_g von 10^{10} Ohm herstellen[1]). Es läßt sich damit im äußersten Falle eine Spannungsänderung $\Delta U_g = 10^{-3}$ Volt, also ein von außen zugeführter Strom $\Delta J_g = 10^{-13}$ A noch messen[2]). Wegen der geringen Anodenspannung $U_a \approx 10$ Volt ist die Anodensteilheit S nicht groß, etwa $S = 0{,}5$ mA/Volt. Dann

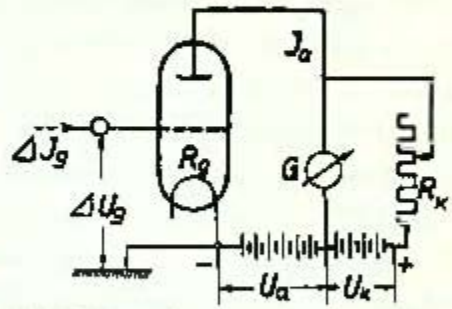

Bild 123. Verwendung der Röhre als Elektrometer. Der Ruhestrom J_a fließt nicht durch das Anzeigeinstrument G.

---

[1]) Will man noch weiter gehen, so machen sich eine ganze Reihe von anderen Nebenwirkungen störend bemerkbar. Das durch Strahlung von der Kathode etwas mit erwärmte Gitter fängt auch an, in geringen Mengen Elektronen zu emittieren, besonders wenn es mit Barium überzogen ist. Die glühende Kathode emittiert außer Elektronen auch einige Ionen. Sehr stark machen sich Photoelektronen bemerkbar, wenn Außenlicht auf das Gitter fällt. Aber auch wenn man dies ganz abblendet, bleibt noch das Licht von der glühenden Kathode übrig. B. J. Thompson schreibt in der amer. Zeitschr. „Electronics" 1, 290; 1930, es sei ihm nach Überwindung all dieser Schwierigkeiten mit einer besonders dafür gebauten Röhre gelungen, einen Strom von 10^{-17} A (= 63 Elektronen je sec!) noch nachzuweisen. Durch die Auf- oder Entladung eines gleich gut isolierten Elektrometers kann man ohne alle Schwierigkeiten dasselbe erreichen. Auch die bei Thompson zur Anzeige erforderliche Spannungsänderung von 1/100 Volt läßt sich mit Elektrometern messen.

[2]) Das „Wärmegeräusch" (vgl. 33c Formel (202)) stört hier noch nicht. Denn ein Zeigerinstrument spricht nur auf Ströme unter etwa 5 Hertz an. Für einen Frequenzbereich $f_2 - f_1 = 5$ Hertz wird aber die Störleistung erst $0{,}8 \cdot 10^{-19}$ Watt, während hier 10^{-16} Watt Meßleistung vorhanden ist.

erzeugt eine Spannungsänderung $\Delta U_g = 10^{-3}$ Volt eine Änderung des Anodenstroms $\Delta J_a = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ A. Um diese zur Anzeige zu bringen, muß man den über 1000 mal stärkeren Ruhestrom J_a durch eine Hilfsspannung U_k und einen veränderlichen Widerstand R_k kompensieren (vgl. Bild 123). Das Galvanometer G ist im Ruhezustand stromlos, wenn man $J_a R_k = U_k$ macht. Dagegen gehen alle Stromänderungen ΔJ_a ganz durch G, wenn dessen innerer Widerstand klein gegen R_k ist (vgl. auch § 34 b, Bild 112). Man könnte grundsätzlich durch noch empfindlichere Galvanometer noch kleinere Ströme ΔJ_a zur Anzeige bringen. Doch scheitert das meist an den natürlichen Schwankungen von J_a, die die zu messenden Schwankungen ΔJ_a überdecken.

Spannungen von 10^{-3} Volt bei einem Stromverbrauch von 10^{-13} A lassen sich auch mit Elektrometern zur Anzeige bringen. Die Röhrenanordnung hat nur dann einen Vorteil, wenn man statt der bei Elektrometern erforderlichen empfindlichen Anzeige mit Lichtzeiger oder Mikroskop eine gröbere Anzeige oder gar die Betätigung eines Apparates erreichen will. Ein Galvanometer für $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ A läßt sich schon unschwer mit Zeigerablesung herstellen und es macht keine Schwierigkeiten, diesen Strom durch weitere Röhren beliebig weiter zu verstärken. Das obige Zahlenbeispiel entspricht einer Stromverstärkung $\frac{\Delta J_a}{\Delta J_g} = 5 \cdot 10^6$ mit einer einzigen Röhre. Bei einem Galvanometerwiderstand von 200 Ohm wird freilich $\Delta U_a = 10^{-4}$ Volt, also 10 mal kleiner als ΔU_g. Das gibt aber doch noch eine Leistungsverstärkung $\frac{\Delta J_a \Delta U_a}{\Delta J_g \Delta U_g} = 0{,}5 \cdot 10^6$. Will man weiter verstärken, also ein großes ΔU_a erzeugen, das dem Gitter der folgenden Röhre zugeführt wird, so wird man natürlich in die Anodenseite einen Widerstand größer als 200 Ohm einschalten. Es gelten dann die in § 29 abgeleiteten Regeln für die normale Zwischenschaltung oder, soweit es sich um Verstärkungen von Gleichspannungen handelt, das in § 34 b Gesagte.

Bei größeren Schwankungen der Gitterspannung, d. h. schon

bei einigen Zehntel Volt, macht sich die Unsymmetrie der Gitterstromkennlinie (vgl. Bild 119) stark bemerkbar. Eine von außen zugeführte negative Aufladung des Gitters ruft nur den schwachen von U_g nur wenig abhängigen negativen Gitterstrom ($J_{g-} + J_{kr}$) hervor, so daß sich das Gitter bei guter Isolation nur sehr langsam wieder entlädt. Eine positive Aufladung ruft aber den rapide mit U_g anwachsenden positiven Gitterstrom J_{g+} hervor, der schon bei $\Delta U_g = 1$ Volt 22000 mal größer ist, so daß sich dann das Gitter auch anfangs 22000 mal schneller entläd als bei negativer Aufladung. Wenn der Widerstand $\Re_g$ der Schaltung dann nicht klein ist gegen den wirksamen Widerstand R_g der Röhre in der positiven Richtung, so treten erhebliche Verzerrungen ein[1]). Die Verhältnisse entsprechen dann dem in § 39 behandelten Falle.

2. Gitter zeitweise positiv.

§ 39. Die durch den Gitterstrom hervorgerufenen Verzerrungen.

Bei etwas stärker positivem Gitter wird der Gitterstrom praktisch ausschließlich durch den normalen Elektronenstrom J_{g+} gebildet. Dieser steigt, wie in § 36 a ausgeführt, nach einer Exponentialfunktion innerhalb von 1 Volt um etwa das 20000fache an. Dies exponentielle Ansteigen reicht aber nur bis etwa $J_g = 10^{-6}$ A. Von da an geht das Anwachsen wesentlich langsamer vor sich und zwar in mehr oder weniger unregelmäßiger Weise (vgl. Bd. I, Bild 43, Seite 94). Durch Einsetzen von Sekundärelektronen tritt häufig von etwa $U_g = 10$ Volt an eine Abnahme des Gitterstromes ein, die bei ganz hohen Gitterspannungen, etwa von $U_g = 100$ Volt an, so stark werden kann, daß der Gitterstrom negativ wird (vgl. Bd. I, Bild 48, Seite 104).

[1]) Vermeiden kann man diese starken Verzerrungen durch einen vor Beginn der Messung hinreichend stark negativ aufgeladenen Kondensator C_x. Vgl. Anm. 1) Seite 278.

Der Gitterstrom kann in zweierlei Weise Verzerrungen in der Kurvenform des verstärkten Stromes hervorrufen. Einmal dadurch, daß er die Anodenstromkennlinie verzerrt. Es ist ja der Anodenstrom gleich dem Emissionsstrom vermindert um den Gitterstrom. Es finden sich daher alle Unregelmäßigkeiten des Gitterstromes mit umgekehrtem Vorzeichen im Anodenstrom wieder, während sie im Emissionsstrom nicht enthalten sind. Das hat sich auch experimentell bestätigt. (Vgl. Bd. I § 11). Nun ist aber der Anodenstrom normalerweise etwa 10 oder noch mehr mal größer als der Gitterstrom. Daher betragen die durch die Unregelmäßigkeiten des Gitters hervorgerufenen Unregelmäßigkeiten im Anodenstrom meist weniger als 10% und sind zu vernachlässigen. Eine Ausnahme bildet der überspannte Zustand; wenn die Gitterspannung größer als die Anodenspannung wird, geht ein so erheblicher Strom zum Gitter, daß die Anodenstromkurve erheblich verzerrt wird (vgl. § 21, Bild 45 und 50).

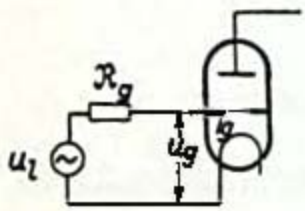

Bild 124. Gitterstrom-Schaltungsschema.

Die andere wesentlich häufigere Art von Verzerrungen beruht darauf, daß der Gitterstrom i_g in dem Widerstand $\mathfrak{R}_g$ der äußeren Schaltung einen Spannungsabfall $\mathfrak{R}_g i_g$ erzeugt, um den die Gitterspannung u_g an der Röhre kleiner wird, als die antreibende äußere Spannung u_l, die „Leerlaufspannung" (vgl. Bild 124). Dieser Spannungsabfall tritt nur zu den Zeiten ein, in denen die Wechselspannung u_l ins Positive hinüberschwingt. Denn im Negativen ist ja $i_g = 0$.

Bild 125 zeigt die Verzerrungen, die bei einer bis $u_l = +5$ Volt ins Positive schwingenden sinusförmigen Spannung eintreten, wenn der Widerstand $\mathfrak{R}_g$ der Schaltung induktionsfrei und 500000 Ohm groß ist. Der jeweilige Schnittpunkt der Widerstandsgeraden $u_l - i_g \mathfrak{R}_g$ mit der Gitterstromkennlinie ergibt die zu jedem u_l gehörige Spannung u_g an der Röhre. Alle Widerstandsgeraden gehen unter dem gleichen, durch $\operatorname{tg} \alpha = 1/\mathfrak{R}_g$ bestimmten Winkel, von dem jeweils durch u_l be-

stimmten Punkt auf der Abszissenachse aus. Für negatives u_l wird $i_g = 0$ und $u_g = u_l$. Im Positiven tritt aber ein so starker Spannungsabfall auf, daß während u_l von 0 auf + 5 Volt anwächst, u_g nur von 0 auf + 1 Volt anwächst. Die ganze Spitze der Sinuskurve von u_l wird abgeschnitten. Das ergibt besonders bei einer vibrierenden Sinuskurve gemäß Bild 15 in § 9b eine starke Verzerrung. Die Vibrationen von u_g sinken im Positiven auf 1/5 des in u_l enthaltenen Wertes, während sie im Negativen ihren vollen Wert beibehalten. Das entspricht einer Modulation m = 80% der Vibrationsfrequenz. Diese Verzerrungen der Gitterspannung u_g übertragen sich natürlich vollständig auf den verstärkten Anodenstrom i_a und die durch

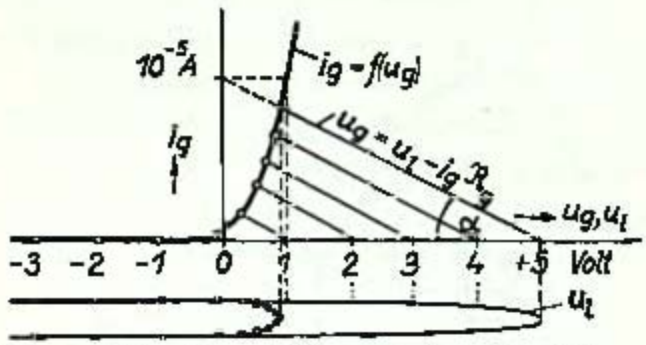

Bild 125. Konstruktion des zeitlichen Verlaufs der Gitterspannung u_g bei sinusförmiger Leerlaufsspannung u_l und Ohmschem Widerstand $\Re_g$.

ihn hervorgerufene Anodenspannung $u_a = -\Re_a i_a$. Ihre prozentuale Größe ist unabhängig von $\Re_a$, verschwindet also im Gegensatz zu den Anodenstromverzerrungen nicht bei $\Re_a \gg R_i$. — Man erkennt aus Bild 125 leicht, daß der Spannungsabfall $i_g \Re_g$ und damit die Gitterstromverzerrungen dann verschwinden, wenn

$$\Re_g \ll 1/S_g = \frac{du_g}{di_g}. \tag{219}$$

Denn dann gehen die Widerstandsgeraden so steil in die Höhe, daß der Schnittpunkt mit der Kennlinie praktisch senkrecht über den Anfangspunkten u_l der Widerstandsgeraden liegt. S_g erreicht schon im Anlaufstromgebiet des Gitterstromes nach (213) bei $J_g = 10^{-6}$ A den Wert $S_g = J_g/E_T = 10^{-6}$ A/V und steigt

dann häufig noch weiter bis etwa 10^{-4} A/V an. Läßt man eine Modulation von 20% zu, so darf im letzteren Fall höchstens $\Re_g = 1/5\, S_g = 2 \cdot 10^3$ Ohm werden.

(220) *Der wirksame Widerstand $\Re_g$ der äußeren Schaltung darf 2000 Ohm nicht wesentlich überschreiten, wenn durch den bei positivem Gitter einsetzenden Gitterstrom keine Verzerrungen hervorgerufen werden sollen. Gegenüber einem $\Re_g = 200000$ Ohm bedeutet das einen 10mal kleineren Verstärkungsgrad!*

Ganz eigentümliche Verzerrungen treten dann auf, wenn $\Re_g$ induktiv ist. Es ist dann

(221) $$u_g = u_1 - L\frac{di_g}{dt}$$

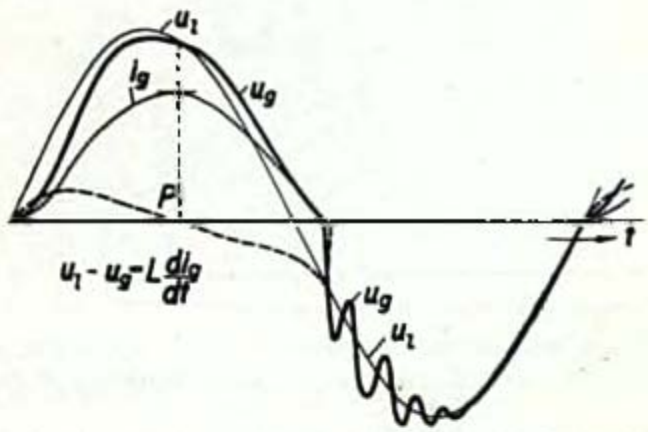

Bild 126. Gitterstrom und -spannung bei induktivem Vorschaltwiderstand. „Gitterstoß"-Schwingungen während der negativen Halbperiode.

Bild 126 zeigt zunächst den zeitlichen Verlauf der äußeren antreibenden Spannung u_1, der rein sinusförmig angenommen ist. Es ist angenommen, daß weder eine positive, noch eine negative Vorspannung U_g vorhanden ist. Mit Beginn der positiven Halbwelle setzt dann der Gitterstrom i_g ein, damit aber auch der induktive Spannungsabfall $L\frac{di_g}{dt}$. Um diesen ist die Gitterspannung u_g kleiner als u_1. Es ergibt sich der in Bild 126 gezeichnete Verlauf; i_g hat etwas später als u_1 sein Maximum entsprechend einer induktiven Phasenverschiebung

bei reinen Wechselströmen. Im Maximum von i_g ist $L\frac{di_g}{dt}=0$, also $u_g = u_l$. (Punkt P in Bild 126). Von da an nimmt der Strom i_g ab, es ist $L\frac{di_g}{dt}$ negativ, u_g größer als u_l. Für $u_g = 0$ oder -1 Volt wird $i_g = 0$. Unter 0 kann aber i_g nicht sinken, die Stromkurve biegt unstetig in die Nullinie um, so daß $L\frac{di_g}{dt}$ plötzlich verschwindet. Um den gleichen Betrag springt dann auch u_g herunter und wird plötzlich gleich u_l. Praktisch wird der plötzliche Sprung der Spannung über der Induktivität meist durch die natürliche Spulenkapazität gemildert. Es treten dann, wie Oszillogramme zeigen, durch den Sprung angestoßen, gedämpfte Eigenschwingungen der Spule auf, die sich der Spannung u_l überlagern, wie es in Bild 126 gezeichnet ist. Diese „Gitterstoß"-Schwingungen übertragen sich in gleicher Weise auch auf den Anodenstrom. Das gibt natürlich akustisch starke Verzerrungen. Auch hier wird der Effekt unmerklich, wenn der induktive Widerstand ωL, das ist das $\Re_g$ der Schaltung, klein gegen $1/S_g$ ist, die Bedingung (220) also erfüllt ist.

Bei größeren Gitterspannungen ($u_g \geqq 50$ Volt) beobachtet man gelegentlich in der Gitterspannung und ebenso im Anodenstrom einen zeitlichen Verlauf, wie er in Bild 127 dargestellt ist. Auch während der positiven Halbperiode treten die Eigenschwingungen der in der Gitterzuleitung liegenden Spule (oder eines Parallelschwingungskreises) auf. Es sind aber keine abklingenden Schwingungen wie sie in der negativen Halbperiode durch den oben geschilderten einmaligen Gitterstoß hervorgerufen werden, sondern zunächst anklingende und dann sich haltende Schwingungen. Die Ursache liegt in der zeitweite fallenden Gitterstromkennlinie (vgl. Bd. I, S. 104, Bild 48), die durch Sekundärelektronen hervorgerufen wird und die wie ein negativer Widerstand wirkt, Eigenschwingungen anfachend. Diese Schwingungen treten immer auf, wenn $\Re_g^* > 1/|S_g|$ ist, unter $|S_g|$ den positiven Betrag der negativen Steilheit der fallenden Kennlinie verstanden. $\Re_g^*$ ist hierbei aber der Re-

sonanzwiderstand für die Eigenfrequenz der Spule, der im allgemeinen viel größer ist, als der induktive Widerstand $\Re_g$ für die Betriebsfrequenz. Man tut gut, bei größeren positiven Gitterspannungen etwa erforderliche Induktivitäten in der Gitterzuleitung (z. B. einen Eingangstransformator) durch einen induktionsfreien Widerstand zu überbrücken.

Bei der Gegentaktschaltung kann man die Gittervorspannungen bei beiden Röhren so einstellen, daß ähnlich wie bei den Anodenströmen auch der Gitterstrom der einen Röhre da aussetzt, wo der der anderen einsetzt (vgl. § 16). Die Verzerrungen

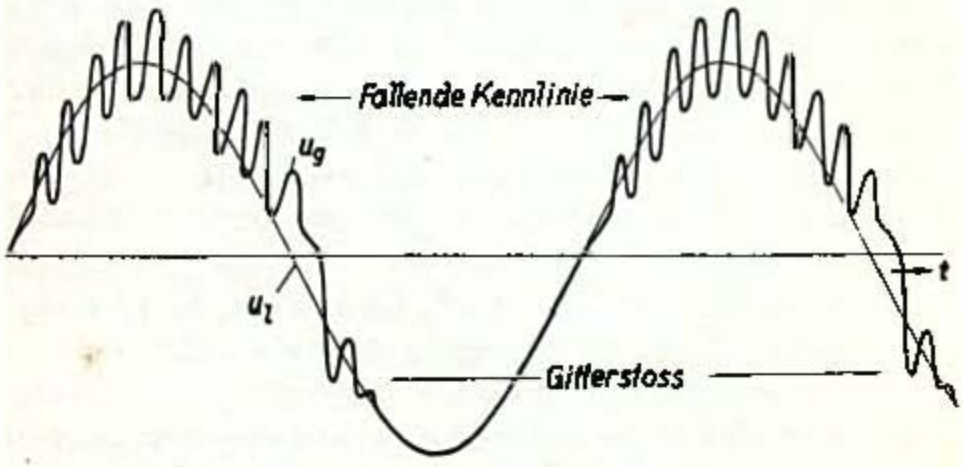

Bild 127. Selbsterregte Schwingungen in der positiven Halbperiode infolge fallender Gitterstromkennlinie.

werden dann insgesamt wesentlich kleiner, heben sich zum Teil gegenseitig auf. Bei einer resultierenden geradlinigen Kennlinie mit der Steilheit S_g würde man die größte Steuerwirkung bei Widerstandsanpassung $\Re_g = 1/S_g$ erhalten, Praktisch ist aber die Gitterkennlinie meist so unregelmäßig, (wie man am besten aus dem Verlauf ihrer Steilheitskurve erkennt; vgl. Bd. I, S. 94, Bild 43), daß auch die resultierende Kennlinie noch erheblich von der geraden Linie abweicht. Man muß dann auch bei der Gegentaktschaltung $\Re_g$ wesentlich kleiner als $1/S_g$ machen, wenn man Verzerrungen vermeiden will.

§ 40. Die zum Steuern erforderliche Gitterleistung.

a) Die Gitterspannung. Beim Senderverstärker, bei dem man auf ein dauernd negatives Gitter verzichtet, braucht man, wie früher ausgeführt, keine Verschiebungsspannung DU_a, kann also den Durchgriff der Röhren klein machen. Dann ist auch die Anodenrückwirkung DU_a klein und man braucht zum Aussteuern des Stromes bis zum Werte J_s eine maximale positive Gitterspannung $U_g + U_g = U_s$, die im allgemeinen etwa 10 mal kleiner ist als die Anodenbetriebsspannung U_a. Denn man muß $U_a \geqq 10\,U_s$ wählen, wenn man eine gute Ausnutzung der Anodenspannung $h \approx 1$ haben will (vgl. § 23). Der Arbeitspunkt liegt meist in der Nähe des Nullpunktes der Kennlinie. Die positive oder negative Gittervorspannung ist dann wesentlich kleiner als U_s. Es muß dann die Gitterwechselspannung praktisch allein die Aussteuerung besorgen, d. h. es ist angenähert

$$U_g = U_s \leqq U_a/10 \approx U_a/10. \tag{222}$$

Bei guter Ausnutzung h der Anodenspannung ist bei positivem Gitter zum Aussteuern eine Gitterwechselspannung ausreichend, die etwa gleich 1/10 der Anodenwechselspannung ist.

b) Der Gitterstrom. Auf ein dauernd negatives Gitter wird man nur verzichten, wenn es sich um größere Spannungen U_s (größer als 50 Volt) handelt, die eine entsprechend große Verschiebung DU_a ins Negative schwierig machen. Der Verlauf des Gitterstromes bei so großen Gitterspannungen und entsprechend größeren Anodenspannungen hängt sehr stark von dem Auftreten von Sekundärelektronen ab, die am Gitter ausgelöst werden und zur stärker positiven Anode hinüberfliegen. Bei starker Sekundärelektronenbildung kann der Gitterstrom bei positiver Gitterspannung zeitweise negativ werden. Es wäre dann möglich, daß im Mittel gar keine Leistung zum Aussteuern erforderlich wäre. Der durch die Sekundärelektronen gebildete Gitter-Anodenstrom wirkt wie eine Art Rückkopplung, kann wie diese einen Gitterschwingungskreis zur Selbsterregung bringen (vgl. § 39 Bild 127). Auch durch eine äußere Rückkopplung,

wie sie in Band III behandelt wird, kann man die äußere Steuerleistung beliebig verringern. Bei der Selbsterregung wird sie ja vollständig null und bei Hochfrequenzverstärkern für Rundfunkempfang wird eine einstellbare Rückkopplung zur Verminderung der äußeren Steuerleistung, d. h. zur Erhöhung des Verstärkungsgrades viel verwandt. Bei Verstärkern für größere Leistungen, für die ein positives Gitter allein in Betracht kommt, sucht man aber umgekehrt jede Art von Rückkopplung möglichst zu vermeiden, weil eine solche die Stabilität der Anlage verringert und eine Selbsterregung leicht mit der Zerstörung der Anlage endet. Auch wenn man wie bei Hochfrequenz-Verstärkern (=-Sendern) auf Verzerrungen keine Rücksicht zu nehmen braucht, wird man den Einfluß des Gitterstromes auf die Gitterspannung dadurch ausschalten, daß man das wirksame $\Re_g$ der Gitterschaltung klein macht gegenüber der wirksamen reziproken Steilheit $1/S_g$ der Gitterstromkennlinie. Der Gitterstrom ist meist kleiner als 1/10 des Anodenstromes. Das gilt auch für das Verhältnis der Wechselströme

$$\Im_g \leqq \Im_a/10. \tag{223}$$

Der bei positivem Gitter fließende Gitterwechselstrom bleibt meist kleiner als 1/10 des Anodenwechselstromes.

In Verbindung mit (222) folgt daraus

Man könnte grundsätzlich mit einer Steuerleistung $\Re_g = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_g\Im_g$ *auskommen, die kleiner als 1/100 der abgegebenen Anodenleistung* $\Re_a = \frac{1}{2}\mathfrak{U}_a\Im_a$ *ist.* (224)

Das würde einer mehr als 10fachen linearen Verstärkung entsprechen. Wählt man aber aus den oben genannten Gründen $\Re_g$ 10mal kleiner als unbedingt nötig, so bedeutet das, daß man zum Steuern einen Generator braucht, der eine 10mal größere Stromergiebigkeit als nötig besitzt. Der Steuersender wird dann nur mit 10% seiner Belastungsfähigkeit belastet und ist dann selbst für eine Leistung zu dimensionieren, die nicht 1/100 sondern 1/10 der Sendeleistung der ausgesteuerten Röhre beträgt. Das entspricht in der Tat den bei Rundfunksendern üblichen Verhältnissen (vgl. § 34c).

§ 41. Zusammenfassung von Teil C.

1. Bei negativer Gitterspannung können drei verschiedene Arten von Gitterströmen auftreten: der positive Gitterstrom; der negative Gitterstrom; der Kriechstrom.

2. Der positive Gitterstrom wird durch zum Gitter fliegende Elektronen gebildet. Er verschwindet nach einer Exponentialfunktion sehr rasch mit starker negativer Gitterspannung.

3. Der negative Gitterstrom wird durch zum Gitter fliegende Ionen gebildet. Seine Größe ist proportional dem Gasgehalt und dem Anodenstrom.

4. Der Kriechstrom wird durch die unvollkommene Isolation des Gitters hervorgerufen.

5. Für kleine Wechselspannungen wirken der positive Gitterstrom und der Kriechstrom wie ein positiver dämpfender Widerstand, der negative Gitterstrom wie ein negativer, die Dämpfung vermindernder Widerstand. Beim Überwiegen des letzteren kann Selbsterregung eintreten.

6. Bei gleichstrommäßig völlig isoliertem Gitter stellt sich ein ungünstiger Arbeitspunkt mit großer, unsymmetrischer Dämpfung ein, der leicht zu Verzerrungen Anlaß gibt.

7. Bei positiver Gitterspannung treten starke Verzerrungen auf, wenn man nicht den Eingangswiderstand der Schaltung sehr klein (2000 Ohm) macht. Das letztere ist mit einer erheblichen Verminderung der Verstärkung verbunden.

8. Die zum Steuern erforderliche Gitterleistung beträgt bei positiver Gitterspannung grundsätzlich nur etwa 1/100 der gesteuerten Anodenleistung. Will man aber Verzerrungen und Rückwirkungen vermeiden, so muß die zum Steuern verwandte Stromquelle etwa 10 mal so groß sein, also 1/10 der Anodenstromleistung hergeben können.

Druck von Breitkopf & Härtel in Leipzig.

Lehrbuch der Elektronen-Röhren

und ihrer technischen Anwendungen. Von Professor Dr. H. Barkhausen, Direktor des Instituts für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule Dresden

I. Band: **Allgemeine Grundlagen.** 4., vollständig umgearbeitete Auflage. XII, 171 Seiten mit 118 Abbildungen. 8°. 1931. Broschiert RM 6.—, Ganzleinen RM 7.50

II. Band: **Verstärker.** 4., vollständig umgearbeitete Auflage. XVI, 289 Seiten mit 127 Abbildungen. 8°. 1933. Broschiert RM 7.50, Ganzleinen RM 9.—

III. Band: **Empfänger.** 3., vollständig umgearbeitete Auflage in Vorbereitung

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik über die 4. Auflage des I. Bandes: Das Buch enthält in einem 1. Abschnitt die „Theorie der Röhren", in einem 2. die „Theorie der Schaltungen".

Im 1. Abschnitt werden zuerst Röhren ohne Gitter (Dioden) besprochen, der Einfluß des Vakuums, die Gesetze für den Austritt von Elektronen aus glühenden Metallen, die Wirkung der Raumladung, der Eintritt von Elektronen in Metalle, die Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Bewegung der Elektronen in einer Röhre. In einem 2. Teil dieses Abschnittes erörtert der Verfasser alle Beziehungen, die Röhren mit einem oder mehreren Gittern kennzeichnen, den Einfluß der Steuerspannung, den Durchgriff, die Steilheit, den inneren Widerstand, die Stromverteilung in der Röhre und endlich die besonderen Eigenschaften von Röhren mit mehreren Gittern.

Der 2. Abschnitt „Theorie der Schaltungen" befaßt sich nach einem einleitenden Paragraphen über „gerichtete Wechselstromgrößen" z. B. mit der Resonanz, der Zweipol- und Vierpoltheorie. Der letzte Paragraph bezieht sich auf allgemeine Fragen, z. B. die Umwandlung irgendeiner Stromart in eine andere.

Die mathematischen Voraussetzungen des Buches sind nicht höher, als man sie von jedem Experimentalphysiker oder Elektrotechniker verlangen muß. Sehr viel wird mit graphischen Darstellungen gearbeitet, insbesondere mit Kennlinien aller Art, die die Verhältnisse ja immer am anschaulichsten wiedergeben. Auch durch Ersatzschaltungen wird versucht, mehr oder weniger verwickelte Anordnungen auf die bekannten einfachen Fälle zurückzuführen.

Die Darstellung ist sehr übersichtlich und überall klar. Der beste Beweis für die Güte des Buches ist wohl die Tatsache, daß es bereits die 4. Auflage erleben darf. Wer sich ernstlich mit Elektronenröhren beschäftigen will, sollte meiner Ansicht nach dieses Buch zur Hand nehmen. *J. Zenneck.*

VERLAG VON S. HIRZEL / LEIPZIG C1

Einführung in die Schwingungslehre.

Nebst Anwendungen auf mechanische und elektrische Schwingungen. Von Professor Dr. H. Barkhausen. VIII, 126 Seiten mit 118 Abbildungen. 8°. 1932. Broschiert RM 5.—, Leinen RM 6.50

Zeitschrift für technische Physik: Das Buch gibt eine außerordentlich anschauliche, durch zahlreiche Beispiele aus den Gebieten der Mechanik, Akustik und Elektrizitätslehre belebte Einführung in die Schwingungslehre. Nach einem allgemeineren Abschnitt über sinusförmige Schwingungen werden die Schwingungen von Systemen von mehreren Freiheitsgraden diskutiert, besonders eingehend werden die Fragen des Entstehens von Schwingungen behandelt. Allen, die sich mit den Grundlagen der praktisch so wichtigen Schwingungslehre vertraut machen wollen, wird das Erscheinen des Buches sehr willkommen sein. *F. Trendelenburg.*

Behandlung von Schwingungsaufgaben

mit komplexen Amplituden und mit Vektoren. Von Prof. Dr. H. G. Möller. X, 128 Seiten. 91 Abbildungen und 1 Tafel. 8°. Broschiert RM 6.—, Leinen RM 8.—

Professor Dr. G. Hilbert, Technische Hochschule Breslau: Das wertvolle Buch entspricht einem dringenden Bedürfnis und wird sich bei den Studierenden großer Beliebtheit erfreuen.

Elektrotechnische Zeitschrift: Das Rechnen mit komplexen Zahlen ist immer noch vielen Elektrotechnikern ein Gebiet der Geheimnisse und Symbole, von denen die reale Erscheinungswelt überschattet wird. Deshalb ist jede Arbeit wertvoll, die jene eigentliche Sprache der Schwingungstechnik veranschaulicht. An Hand glücklich gewählter Beispiele werden die theoretischen Grundlagen geklärt, die Sonderheiten der einzelnen Rechenmethoden gegeneinander abgewogen und die Überlegenheit der komplexen Rechnung erwiesen. Elementare Anwendungen aus Mechanik und Elektrotechnik stehen dem Leser schon als Lohn dieses 1. Kapitels in großer Zahl zur Verfügung; er folgt auf dieser Grundlage leicht den schwierigeren Anwendungen. Seine frische und klare Sprache wird dem Buch bald viele Freunde werben und die verdiente Verbreitung namentlich unter den Studierenden sichern.

Elektroindustrie: Die sogenannte symbolische Rechnungsmethode führt sich ihrer großen Vorteile wegen immer mehr ein. Nachdem der Verfasser im ersten Teil die theoretischen Grundlagen behandelt hat, läßt er eine sehr reichhaltige Sammlung durchgerechneter Beispiele folgen. U. a.: Wheatstonesche Brücke, Resonanzkreise, Transformatoren, Theorie des Röhrensenders, Telephon, Kabeltheorie, Siebketten. Bemerkenswert ist auch die komplexe Behandlung der Hysteresisschleife. Jedem, der sich für diese Rechnungsmethode — wird besonders in der Schwachstromtechnik, Starkstromtechnik und Hochfrequenztechnik angewandt — interessiert, ist das Buch zum Studium angelegentlichst zu empfehlen.

VERLAG VON S. HIRZEL / LEIPZIG C1